



Aufbau einer Apparatur zur Präzisions- spektroskopie

Herr B.Sc.
MartinTannhäuser

Masterarbeit

Mittweida, 2013

I. Inhaltsverzeichnis

I.	Inhaltsverzeichnis	I
II.	Abbildungsverzeichnis	II
III.	Abkürzungsverzeichnis	V
1.	Einleitung.....	1
2.	Theoretische Grundlagen	3
2.1.	Das Rubidiumatom.....	3
2.2.	Dunkelresonanzen.....	8
3.	Aufbau	10
3.1.	Laser	14
3.2.	EOM.....	18
3.3.	AOM	21
3.4.	Magnetfeld.....	29
4.	Dunkelresonanz-Messungen	35
4.1.	Messreihen mit konstanter Laserfrequenz	35
4.2.	Messreihen mit konstantem Magnetfeld	42
5.	Zusammenfassung.....	51
6.	Ausblick.....	52
V.	Literaturverzeichnis.....	V
VI.	Anhang.....	VII
VII.	Eidesstattliche Erklärung	XIV

II. Abbildungsverzeichnis

Abb. 1: Termschema der D2-Linie für ^{85}Rb und ^{87}Rb	4
Abb. 2: Die Übergänge von ^{85}Rb : $5S_{1/2}$ $F=3$ nach $5P_{3/2}$ $F=2,3,4$ (links) und von ^{87}Rb : $5S_{1/2}$ $F=2$ nach $5P_{3/2}$ $F=1,2,3$ (rechts) der D2-Linie als Einbrüche in der detektierten Laserleistung. Da die Laserleistung zusammen mit der Laserfrequenz durchgestimmt wurde, ist dem Detektorsignal noch ein Dreieckssignal überlagert. Das gezeigte Spektrum befindet sich auf einer ansteigenden Flanke der Laserleistung, die bei ca. -1,0 ms beginnt.	5
Abb. 3: Dopplerfreies Sättigungsspektrum der Übergänge von ^{85}Rb : $5S_{1/2}$ $F=3$ nach $5P_{3/2}$ $F=2,3,4$ (links) und von ^{87}Rb : $5S_{1/2}$ $F=2$ nach $5P_{3/2}$ $F=1,2,3$ (rechts) der D2-Linie als Transmissionsspektrum. Da die Laserleistung zusammen mit der Laserfrequenz durchgestimmt wurde, ist dem Detektorsignal noch ein Dreieckssignal überlagert. Das gezeigte Spektrum befindet sich auf der ansteigenden Flanke.	6
Abb. 4: Darstellung der Hyperfeinniveaus der Zustände $5S_{1/2}$ und $5P_{3/2}$ des ^{85}Rb und deren Zeemanunter-niveaus bei Abwesenheit eines Magnetfeldes und eines Beispiels für ein mögliches Λ -System	9
Abb. 5: Schematischer Grundaufbau des Versuches	11
Abb. 6: Aufbau innerhalb der inneren magnetischen Abschirmung mit den Halterungen für die Rubidiumzelle und den Lichtleitfasern für das Blaue/UV-Licht	12
Abb. 7: Schematischer Aufbau des Diodenlasers in Littrow-Anordnung	15
Abb. 8: Gemessene Laserleistung als Funktion der Stromstärke. Zusätzlich wurde die Schwellenleistung bestimmt.	17
Abb. 9: Verstärkung des Verstärkers ZVE-3W-83+ von Mini-Circuits in Abhängigkeit vom angelegten Pegel.....	18
Abb. 10: Ausgangssignal des Verstärkers ZVE-3W-83+ von Mini-Circuits kurz nach dem Einschalten (ohne Aufwärmphase) und nach längerer Betriebsdauer (ca. 2 Stunden).	19
Abb. 11: Testaufbau für den elektrooptischen Modulator (EOM).....	20
Abb. 12: Verlauf des Pegels einer Schwebungsfrequenz von 2 GHz bei unterschiedlichen Amplituden des am EOM anliegenden HF-Signals.....	20
Abb. 13: Schematischer Aufbau zur HF-Signalerzeugung für den AOM	22
Abb. 14: Verlauf der Ausgangsfrequenz des VCO über die angelegte Spannung	23
Abb. 15: Verlauf der Verstärkung des Verstärkers AMPA-B-34-20.425 über die Frequenz des angelegten HF-Signals	24
Abb. 16: Testaufbau zum Funktionstest des AOMs	24

Abb. 17: Ablenkwinkel des vom AOM gebeugten Laserstrahls in Abhängigkeit von der Frequenz des am AOM angelegten HF-Signals	25
Abb. 18: Verlauf der abgebeugten Laserstrahlleistung als Funktion der am VCO anliegenden Spannung und damit als Funktion der Amplitude des HF-Signals	26
Abb. 19: Versuchsaufbau für einen AOM der mit einem HF-Signal einer konstanten Frequenz betrieben wird.....	27
Abb. 20: Versuchsaufbau für einen AOM, der mit einem HF-Signal variabler Frequenz betrieben wird.	28
Abb. 21: Aufbau und Anordnung der Spulen innerhalb der magnetischen Abschirmung	30
Abb. 22: Theoretisch berechnete magnetische Flussdichte einer langen Spule ($N=387$, $l=24,2$ cm, $d=5,284$ cm) zusammen mit zwei kurzen Zusatzspulen ($N=41$, $l=3$ cm, $d=6,3105$ cm) entlang der Spulenachse der langen Spule für verschiedene Stromstärkeverhältnisse. I_1 : Stromstärke die durch die lange Spule fließt) = 1A, I_2 :Stromstärke die durch die kurzen Spulen fließt)	31
Abb. 23: Schaltplan für die Spulen. Der Wert des Widerstandes, der den beiden kurzen Spulen parallel geschalten ist, wird experimentell ermittelt.....	31
Abb. 24: Erste Messung des Magnetfeldes im Vergleich zu den theoretisch berechneten Verläufen entlang der Spulenachse bei verschiedenen Stromstärkeverhältnissen	32
Abb. 25: Gemessene magnetische Flussdichte entlang der Spulenachse bei verschiedenen Stromstärkeverhältnissen	34
Abb. 26: Aufbau zur Vermessung der Dunkelresonanz mit einer konstanten Laserfrequenz.....	36
Abb. 27: Strahlabschwächung mittels einer $\lambda/2$ -Platte und eines Polarisationsstrahlteilerwürfels	37
Abb. 28: Verlauf der Dunkelresonanz bei zwei verschiedenen Laserleistungen	38
Abb. 29: Die Halbwertsbreite der Dunkelresonanz als Funktion der Leistung des Laserlichts in der Rubidiumzelle.....	39
Abb. 30: Vermessung der Halbwertsbreiten der Dunkelresonanz bei unterschiedlichen Laserstrahldurchmessern.....	40
Abb. 31: Strahlprofil des unaufgeweiteten (links) und des aufgeweiteten (rechts) Laserstrahls.....	41
Abb. 32: Beispiel für die Zeeman-Verschiebung der Zeeman-Unterniveaus beim Anlegen eines Magnetfeldes	42
Abb. 33: Aufbau zur Messung von Dunkelresonanzen mit zwei in ihrer Frequenz unterschiedlich verschobenen Lichtfeldern.....	43

Abb. 34: Verschiebung der Dunkelresonanzen (oben) und Hellresonanzen (unten) mit steigender magnetischer Flussdichte im Vergleich.....	44
Abb. 35: Halbwertsbreite der Dunkelresonanz bei unterschiedlichen Laserleistungen.....	45
Abb. 36: Verlauf der Dunkelresonanzen bei verschiedenen Spulenströmen.	46
Abb. 37: Verschiebung der Dunkelresonanz mit steigender magnetischer Flussdichte und Vergleich mit theoretisch berechneten Werten.	47
Abb. 38: Verlauf der Messkurve bei verschiedenen Stellungen des $\lambda/4$ -Plättchens. 210° (oben), 262° (Mitte) und 322° (unten).....	48
Abb. 39: Verlauf der Messkurve bei minimaler Scanamplitude und einem Spulenstrom von 1 A (oben und Mitte) und 2 A (unten).....	50
Abb. 40: Grundplatte der äußeren magnetischen Abschirmung.....	VII
Abb. 41: Deckel der äußeren magnetischen Abschirmung. Es wurden zusätzlich noch 2 Griffe an den kurzen Seiten angebracht	VIII
Abb. 42: Rohr der inneren magnetischen Abschirmung.....	VIII
Abb. 43: Stülpedeckel der inneren magnetischen Abschirmung.....	IX
Abb. 44: Grundplatte der Halterung der inneren magnetischen Abschirmung. Die Halterung wird in die rechteckigen Vertiefungen gesteckt	IX
Abb. 45: Halterung der inneren magnetischen Abschirmung. Die beiden Teile wurden in vierfache Ausfertigung hergestellt und mit einer Messingschraube miteinander verbunden. (links: oben, rechts: unten).....	X
Abb. 46: Halterung für die lange Spule. Die Stromzufuhr wurde über die kleine Vertiefung an der einen Seite gewährleistet.....	X
Abb. 47: Halterung der Zusatzspulen. Der Außendurchmesser entspricht dem Innendurchmesser des Rohres der inneren magnetischen Abschirmung sodass es nahezu kein Spiel gibt. Sie ist mit hier nicht eingezeichneten Kunststoffschrauben mit der Halterung für die lange Spule verbunden.....	XI
Abb. 48: Halterung der Rubidiumzelle. Der Durchmesser der Halterung entspricht dem Innendurchmesser der Halterung für die lange Spule so das es nahezu kein Spiel gibt.	XII
Abb. 49: Haltering der Rubidiumzelle (links) und Haltering für die Lichtleitfasern (rechts). Der Haltering für die Rubidiumzelle wird mit Kunststoffschrauben mit der Halterung der Rubidiumzelle verschraubt. Die Halteringe untereinander sind durch Stangen die in die entsprechenden Vertiefungen gesteckt werden verbunden.	XIII

III. Abkürzungsverzeichnis

μ_0 :	magnetische Feldkonstante, Vakuumpermeabilität, Induktionskonstante
B:	magnetische Flussdichte
I:	Stromstärke
L:	Länge
R:	Radius
N:	Windungszahl
f:	Brennweite
AOM:	Akusto-optischer Modulator
EOM:	Elektro-optischer Modulator
Rb:	Rubidium

1. Einleitung

Bachelor-Studierende der Physik schließen ihr Studium mit einer Bachelor-Arbeit ab. In dieser Arbeit soll über einen längeren Zeitraum eine wissenschaftliche Fragestellung bearbeitet werden. Da der Zeitraum von üblicherweise 3 bis 6 Monaten jedoch für eine tiefergehende Fragestellung mit der dazugehörigen Vorbereitungszeit, der Planung des Versuchsaufbaus, der Bestellung oder Herstellung dafür benötigter Komponenten, dem Aufbau und dem Einrichten des Versuches und dem eigentlichem experimentellem Teil meist viel zu kurz ist, wäre es günstiger, wenn bereits ein Grundkonzept mit einem dazugehörigen Aufbau existieren würde. Einen solchen Aufbau zu erstellen und zu erproben hat diese Masterarbeit als Ziel. Er soll zukünftigen Bachelorstudierenden der Physik am Institut für Laser-Physik der Universität Hamburg die Möglichkeit geben, ohne große Vorbereitungszeit neue Forschungserkenntnisse, wenn auch in kleinem Rahmen, zu erarbeiten. Hierzu wurde ein Aufbau für die Präzisionsspektroskopie an Rubidium gewählt. Der Aufbau soll dabei gleichzeitig eine hohe Messgenauigkeit ermöglichen als auch flexibel und vor allem erweiterbar sein. Auf diese Weise soll der Aufbau mit jeder weiteren Arbeit, die an ihm durchgeführt wird, weiterentwickelt werden.

Bereits in der Antike entstand die Idee, dass alle Materie aus kleinsten Teilchen bestehe. Aus der Überlegung heraus, dass diese Teilchen die kleinsten und damit nicht weiter zerlegbar sind, entstand der Begriff das Atoms (von griechisch ἄτομος, átomos, „das Unteilbare“). Der empirische Beweis dieser kleinsten Teilchen fand jedoch erst im 19. Jahrhundert durch John Dalton, Joseph Gay-Lussac und Ludwig Boltzmann statt. Die ersten Beobachtungen gelangen 1951 Erwin Wilhelm Müller mit Hilfe eines Feldionenmikroskops [1]. Doch die Unteilbarkeit der Atome wurde bald darauf in Frage gestellt. So wurden Anstrengungen unternommen auch die innere Struktur der Atome zu untersuchen. Mit der Entwicklung der Spektroskopie war ein wichtiges Instrument dafür entstanden. Durch die Untersuchungen der inneren Struktur und der Dynamik der Atome entstand der Quantenmechanik, da die klassische Physik hier vollständig versagte. Die moderne Atomphysik befasst sich zum großen Teil mit der Quantenoptik. So können Präzisionsmessungen atomarer Energieniveaus durchgeführt werden, woraus sich Naturkonstanten mit hoher Genauigkeit bestimmen lassen. Außerdem können fundamentale Theorien überprüft werden.

Nachdem Wasserstoff, als das vom Aufbau her einfachste Atom, gründlich untersucht wurde und zahlreiche Formeln zur Berechnung der Zustände des Atoms und vor allem seines Elektrons aufgestellt wurden, begaben sich Atomphysiker auf die Suche nach Analogien bei anderen, komplexeren Atomen. Rubidium, als eines der Elemente der ersten Hauptgruppe des Periodensystems der Elemente, besitzt strukturell eine entscheidende Gemeinsamkeit mit Wasserstoff: das einzelne Au-

Belektion. Auf Grundlage dieser Gemeinsamkeit rückte Rubidium verstärkt in das Interessenfeld der Atomphysiker. Trotz seines deutlich komplexeren Aufbaus konnten viele Erkenntnisse, die bei der Untersuchung von Wasserstoff gewonnen wurden, auf gleiche oder ähnliche Weise bei Rubidium angewendet werden. So wurden nach und nach weitere Gemeinsamkeiten zum Wasserstoff entdeckt; aber auch Unterschiede, die in vielen Fällen auf den unterschiedlichen Aufbau der Atome zurückgeführt werden konnten. Auf diese Weise bietet die atomphysikalische Untersuchung von Rubidium ein Bindeglied zwischen der bereits weit fortgeschrittenen Untersuchung des Wasserstoffs und weiteren, komplexer aufgebauten Elementen.

Diese Masterarbeit gliedert sich in 4 Abschnitte.

Im ersten Teil der Arbeit möchte ich etwas zu dem in der Spektroskopie verwendeten Element, dem Rubidium, sagen und einige quantenphysikalisch relevante Eigenschaften dessen zusammenfassen. Dabei möchte ich auch das Phänomen des Dunkelzustandes erklären.

Der zweite Abschnitt befasst sich mit dem Aufbau des Versuches und speziell mit einigen seiner Komponenten.

Im dritten Teil werden einige wenige mit dem Aufbau durchgeführte Versuche erläutert und ausgewertet.

Zu guter Letzt gehe ich ein auf mögliche Verbesserungen des Aufbaus, die nicht mehr im Rahmen der Arbeit durchgeführt werden konnten, und auf weitere Versuche, die noch möglich wären.

2. Theoretische Grundlagen

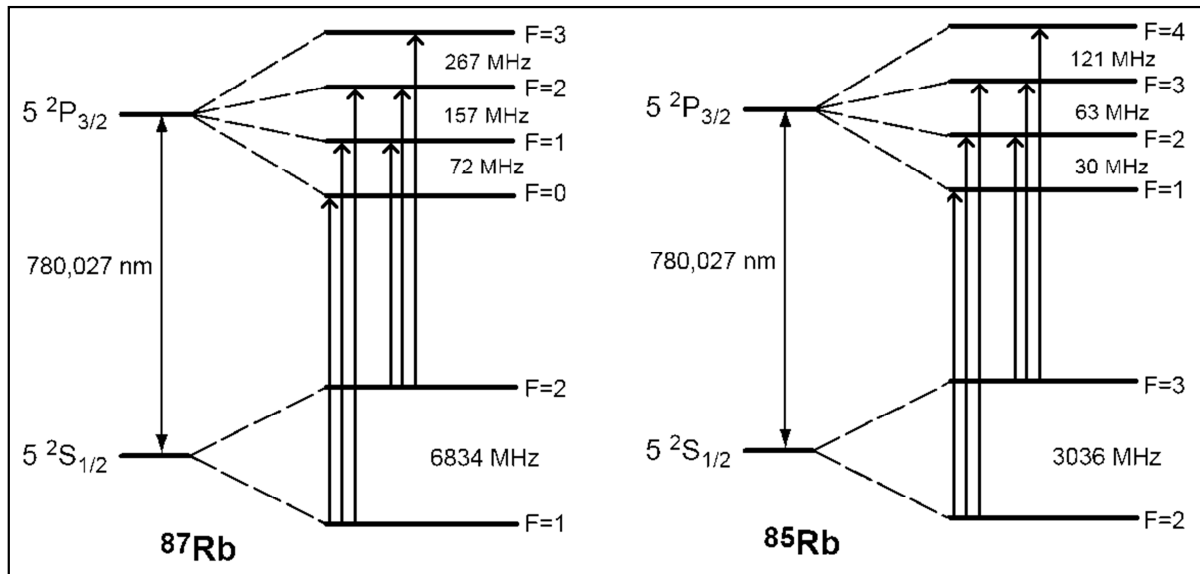
2.1. Das Rubidiumatom

Rubidium ist ein Element der ersten Hauptgruppe und gehört zu den Alkalimetallen.

Es besitzt eine geringe Schmelztemperatur von 39°C. Damit entsteht, in einer Glaszelle eingeschlossen, bereits bei Zimmertemperatur ein genügend hoher Gasdruck um optische Spektroskopie durchzuführen.

In der Natur kommt Rubidium in Form zweier Isotope vor, ^{85}Rb und ^{87}Rb . Die natürliche Konzentration beider Isotope liegt bei 72% für ^{85}Rb und 28% für ^{87}Rb . Die Elektronenkonfiguration von Rubidium lautet $[\text{Kr}] 5\text{S}^1$. Durch seine entweder voll besetzten oder leeren Schalen und dem einzelnen Außenelektron ist es dem Wasserstoff sehr ähnlich. In Analogie zu diesem kann das Spektrum des Rubidiums berechnet werden. In Abb. 1 ist der für diese Arbeit relevante Ausschnitt aus dem Termschema zu sehen. Dargestellt sind die Zustände, die an den atomaren Übergängen beteiligt sind, die zusammengefasst als D2-Linie bezeichnet werden. Den Energieunterschieden zwischen den einzelnen Niveaus wurden dabei die entsprechenden Frequenzen oder Wellenlängen zugeordnet. Diesen können über $E=h\cdot f$ bzw. $E=h\cdot c/\lambda$ berechnet werden. Im Falle der D2-Linie entspricht die nötige Anregungsenergie einer Wellenlänge von $\approx 780\text{ nm}$. Dies ermöglicht den Einsatz von Diodenlasern zur Untersuchung der Übergänge. Aufgrund der geringen Kosten für diese Laser und deren hohen technischen Entwicklung hinsichtlich einer geringeren Bandbreite und einer hohen Frequenzstabilität bietet sich hier eine kostengünstige Möglichkeit, atomphysikalische Untersuchungen mit hoher Präzision durchzuführen.

Die D2-Linie setzt sich aus 4 Übergängen aus den jeweils zwei $5^2\text{S}_{1/2}$ -Hyperfein-Grundzuständen der beiden Rubidiumisotope in den angeregten $5^2\text{P}_{3/2}$ -Zustand zusammen. Diese 4 Übergänge bestehen aufgrund der Aufteilung des $5^2\text{P}_{3/2}$ -Zustandes in 4 Hyperfeinzustände aus jeweils 3 Hyperfeinübergängen. Der Übergang in das vierte Hyperfeinniveau ist aufgrund einer Auswahlregel (Drehimpulserhaltung, $\Delta F = 0, \pm 1$) untersagt.

Abb. 1: Termschema der D2-Linie für ^{85}Rb und ^{87}Rb

Neben der D2-Linie gibt es noch die D1-Linie. Diese entspricht einer Wellenlänge von ≈ 795 nm. Sie entsteht durch die Anregung des Rubidiumatoms vom $5^2\text{S}_{1/2}$ -Zustand in den $5^2\text{P}_{1/2}$ -Zustand. Für unsere Experimente ist sie im Moment jedoch nicht von Bedeutung, da sie weit von der verwendeten Laserwellenlänge entfernt liegt.

Wird ein Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 780 nm durch eine Rubidiumgaszelle geschickt und dahinter mit einem Fotodetektor detektiert, ist zunächst nur ein konstantes Detektorsignal zu sehen. Variiert man zusätzlich noch die Wellenlänge des Lasers in einem sehr kleinen Bereich (Möglichkeiten hierzu werden im Kapitel 3.1. erläutert) so misst man abhängig von der Wellenlänge unterschiedlich viel Leistung. Einbrüche in der Laserleistung zeigen, dass der Laserstrahl bei der eingestellten Wellenlänge vom Rubidium absorbiert wird. Zwei dieser sogenannten Absorptionslinien sind in Abb. 2 zu sehen. Sie entsprechen den Übergängen des ^{85}Rb vom $5^2\text{S}_{1/2}$ F=3 Zustand in die $5^2\text{P}_{3/2}$ F=2,3,4 Zustände und des ^{87}Rb vom $5^2\text{S}_{1/2}$ F=2 Zustand in die $5^2\text{P}_{3/2}$ F=1,2,3 Zustände. Soweit das Signal nicht durch Absorption reduziert ist, steigt es vom Beginn des Graphen zum Ende hin an. Dies liegt daran, dass die Leistung der Laserdiode durch Variation des Laserdiodenstroms in Form eines Dreiecksignals nachgeregelt wird, wenn die Frequenz durchgefahren wird, um Modensprünge weitestgehend zu verhindern. Die Änderung der Frequenz erfolgt dabei durch die piezogesteuerte Verkipfung eines optischen Gitters, welches das Licht der Laserdiode teils in die Laserdiode zurück beugt, teils auskoppelt.

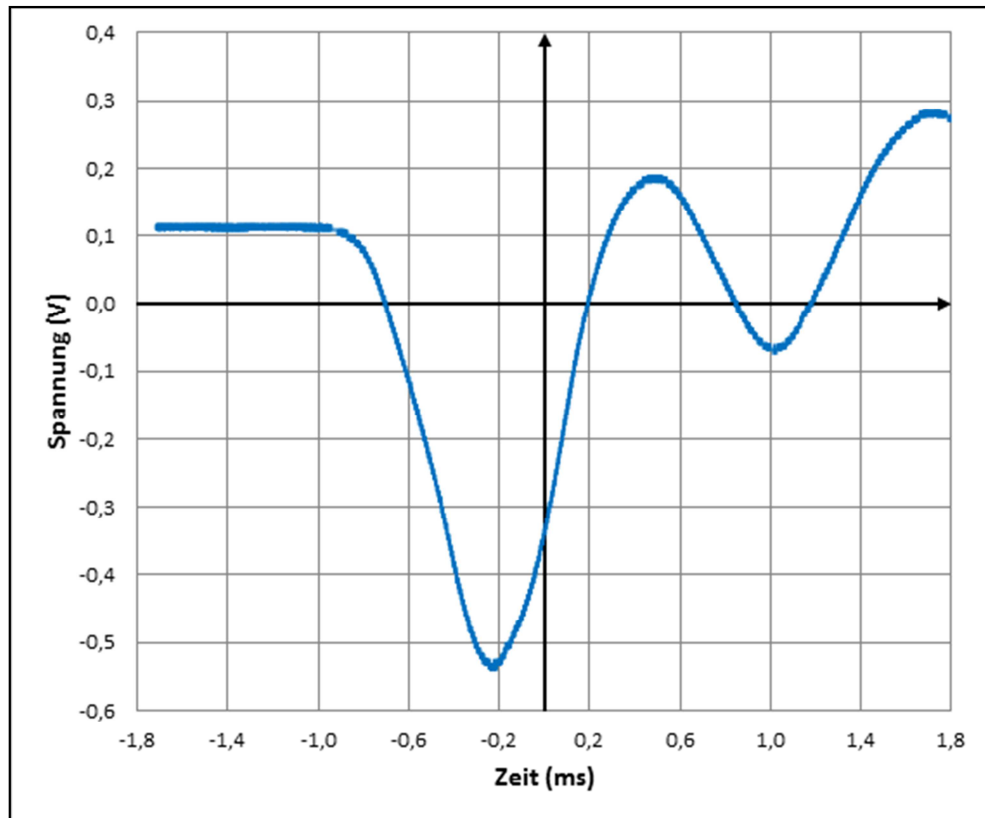


Abb. 2: Die Übergänge von ^{85}Rb : $5S_{1/2} F=3$ nach $5P_{3/2} F=2,3,4$ (links) und von ^{87}Rb : $5S_{1/2} F=2$ nach $5P_{3/2} F=1,2,3$ (rechts) der D2-Linie als Einbrüche in der detektierten Laserleistung. Da die Laserleistung zusammen mit der Laserfrequenz durchgestimmt wurde, ist dem Detektorsignal noch ein Dreieckssignal überlagert. Das gezeigte Spektrum befindet sich auf einer ansteigenden Flanke der Laserleistung, die bei ca. -1,0 ms beginnt.

Wie bereits zuvor erwähnt bestehen die betrachteten Übergänge jeweils aus 3 Hyperfeinübergängen. Durch verschiedene Linien-Verbreiterungsmechanismen – allen voran die Dopplerverbreiterung – ist es ohne weitere Maßnahmen nicht möglich diese 3 Einzelübergänge aufzulösen. Die Dopplerverbreiterung entsteht durch die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Rubidiumatome in Richtung der Strahlachse. Durch den Dopplereffekt „sieht“ jedes Atom je nach seiner Geschwindigkeit eine andere Frequenz des Lichtfeldes. Aus diesem Grund absorbieren die Atome unterschiedlicher Geschwindigkeit auch Lichtfelder unterschiedlicher Frequenz. Aufgrund der endlichen Geschwindigkeit der Atome führt dies auch zu einer endlichen Verbreiterung der Absorptionslinie (bei 300 K ca. 1,59 pm bei Rubidium). Um die Dopplerverbreiterung zu verringern gibt es 2 Methoden, die sich bewährt haben:

Zum einen die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie. Hier wird zusätzlich zum transmittierten Messlaserstrahl, der hinter der Rubidiumgaszelle detektiert wird, ein zweiter, deutlich leistungsstärkerer Sättigungslaserstrahl in der entgegengesetzten Richtung durch die Rubidiumgaszelle geschickt. Der Sättigungslaserstrahl bewirkt einerseits, dass bereits viele Rubidiumatome angeregt werden und diese so für den Messlaserstrahl transparent werden. Andererseits bewirkt das Einstrahlen aus ent-

gegengesetzten Richtungen in die Rubidiumgaszelle, dass Sättigungslaserstrahl und Messlaserstrahl nur bei bestimmten Laserfrequenzen mit der gleichen Geschwindigkeitsklasse von Atomen interagieren. Durch diese 2 Einflüsse entstehen in den Absorptionslinien, wie sie in Abb. 2 zu sehen sind, kleine Einbrüche (da es sich in Abb. 2 um Transmissionseinbrüche handelt entstehen hier innerhalb der Absorptionslinien kleine Spitzen der transmittierten Laserleistung) bei den Laserfrequenzen, bei denen die sich die Hyperfeinübergänge befinden. Zusätzlich zu diesen sind weitere lokale Spitzen der Laserleistung zu erkennen, deren Amplituden zudem größer sind als die der Hyperfeinübergänge. Diese Peaks entstehen bei Frequenzen, die genau in der Mitte zwischen 2 Hyperfeinübergängen liegen. Man nennt sie Crossover-Übergänge. Sie entstehen, wenn Messlaserstrahl und Sättigungslaserstrahl mit derselben Geschwindigkeitsklasse der Atome interagieren, wobei allerdings beispielsweise der Sättigungslaserstrahl den Übergang in den F2-Zustand anregt, und der Messlaserstrahl den Übergang in den F3-Zustand anregt. Auf diese Weise entsteht für jedes Paar an Übergängen je ein Crossover-Übergang. In Abb. 3 ist ein solches dopplerfreies Sättigungsspektrum zu sehen. Aufgrund des schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses sind allerdings nicht alle Hyperfeinübergänge zu sehen. Nimmt man die Tatsache zu Hilfe, dass die Crossover-Übergänge immer genau zwischen 2 Spitzen liegen, können die Positionen einiger weiterer Spitzen abgeschätzt werden.

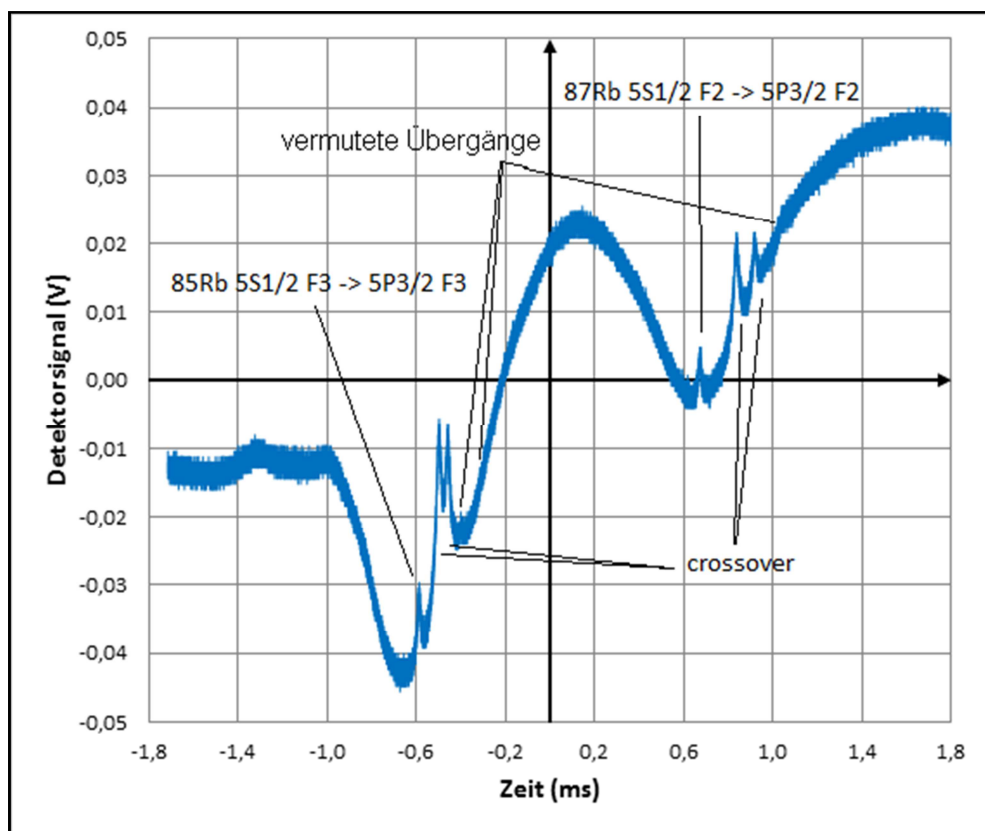


Abb. 3: Dopplerfreies Sättigungsspektrum der Übergänge von ^{85}Rb : $5S_{1/2}$ $F=3$ nach $5P_{3/2}$ $F=2,3,4$ (links) und von ^{87}Rb : $5S_{1/2}$ $F=2$ nach $5P_{3/2}$ $F=1,2,3$ (rechts) der D2-Linie als Transmissionsspektrum. Da die Laserleistung zusammen mit der Laserfrequenz durchgestimmt wurde, ist dem Detektorsignal noch ein Dreieckssignal überlagert. Das gezeigte Spektrum befindet sich auf der ansteigenden Flanke.

Als weitere Möglichkeit die Hyperfeinübergänge aufzulösen, bietet sich an Atome zu spektroskopieren, deren Geschwindigkeitsspektrum erheblich reduziert ist. Verbreitete Verfahren dazu sind Spektroskopie an den Atomen eines Atomstrahls oder Spektroskopie an Atomen, die in Atom- oder Ionenfallen gefangen und mit Hilfe von Laserlicht bis nahe an den Nullpunkt abgekühlt werden, ohne dass sie kondensieren [2][3]. Durch das Abkühlen der Atome wird deren Geschwindigkeit immer weiter reduziert. Mit der Verringerung der Geschwindigkeit verringert sich ebenso die Dopplerverbreiterung. Im Vergleich zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie entstehen hier keine Crossover-Übergänge. Allerdings ist der experimentelle Aufwand für diese Art der Spektroskopie ungleich höher.

2.2. Dunkelresonanzen

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und realisierte Aufbau ist so konzipiert, das Dunkelresonanzen im Rubidiumspektrum gemessen werden können. Dazu soll hier zunächst erklärt werden, was man unter einer Dunkelresonanz versteht.

Eine Dunkelresonanz kann dann auftreten, wenn durch ein oder mehrere Lichtfelder 2 Grundzustände an denselben angeregten Zustand gekoppelt sind. Dabei muss die Frequenz der Lichtfelder nicht exakt der Übergangsfrequenz von den Grundzuständen in den angeregten Zustand entsprechen. Ein so gekoppeltes System von Zuständen nennt man ein Λ -System. Ist dies der Fall, so können die angeregten Atome in Zustände zerfallen, die jeweils einer Superposition der beteiligten Grundzustände entsprechen. Einen dieser Zustände nennt man Dunkelzustand. Das Atom kann diesen Zustand nicht ohne Einwirkung von außen verlassen. In diesem Zustand ist das Atom für die verwendeten Lichtfelder transparent. Der Dunkelzustand koppelt also nicht mehr an den angeregten Zustand. Somit verringert sich die Absorption an dieser Stelle des Spektrums. Diese Einbrüche in der Absorption sind sehr schmalbandig. Berechnet werden können diese Übergänge mithilfe der optischen Blochgleichung wie es in [4] beschrieben wurde. Eine weitere Herangehensweise wurde in [5] beschrieben.

Betrachtet man nun das Termschema der D2-Linie von ^{85}Rb zusammen mit den Zeemanunter-niveaus, wie in Abb. 4 dargestellt, so tun sich mehrere Möglichkeiten auf Λ -Systeme zu erzeugen. Als angeregtes Niveau wird das $5P_{3/2}$ -Niveau genutzt.

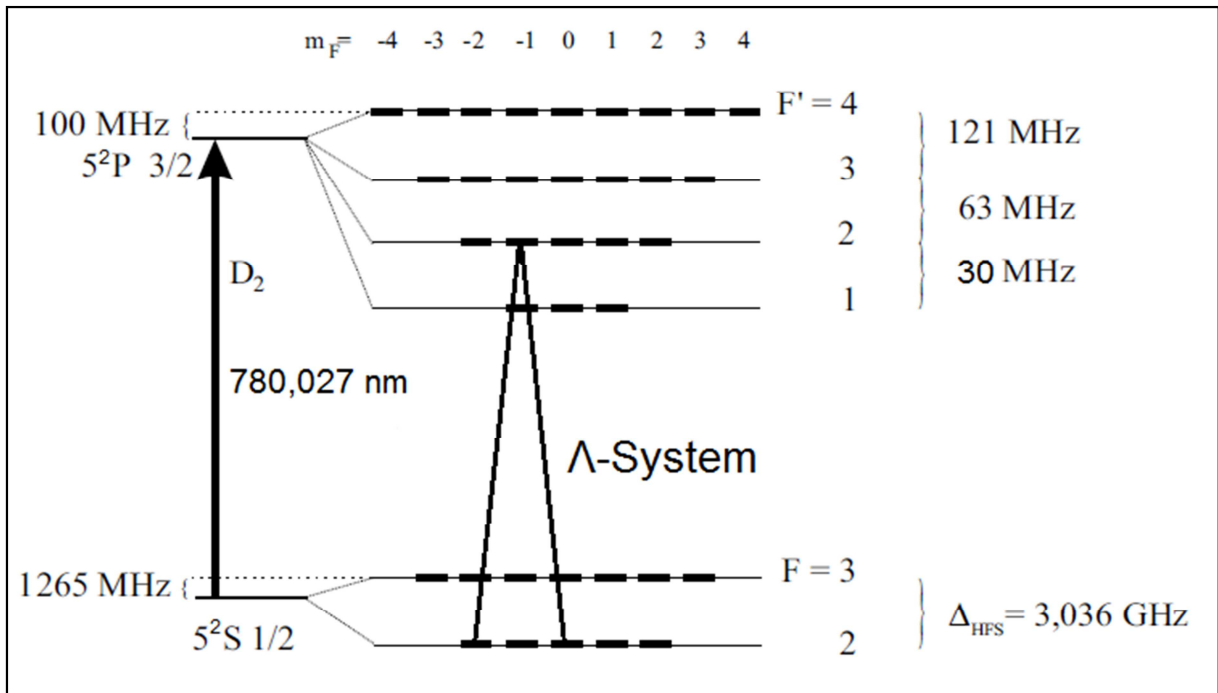


Abb. 4: Darstellung der Hyperfeinniveaus der Zustände $5S_{1/2}$ und $5P_{3/2}$ des ^{85}Rb und deren Zeemanunter-niveaus bei Abwesenheit eines Magnetfeldes und eines Beispiels für ein mögliches Λ -System

Zum einen gibt es die Möglichkeit über einen einzigen Laserstrahl mehrere Zeemanunter-niveaus an ein angeregtes Niveau zu koppeln. Voraussetzung dafür ist, dass die Unterniveaus bezüglich ihrer Energie entartet sind. Dazu muss die magnetische Flussdichte am Ort der angeregten Atome hinreichend klein sein.

Eine zweite Möglichkeit ist, mit einem zweiten Laserstrahl, der gegenüber dem ersten um 3,036 GHz verstimmt ist, die beiden Zustände $F=2$ und $F=3$ des $5S_{1/2}$ -Niveaus an ein angeregtes Niveau zu koppeln.

Eine dritte Möglichkeit ist die Verwendung des Zeeman-Effektes. Durch ein Anlegen eines Magnetfeldes kann die Energie-Entartung der Zeemanunter-niveaus aufgehoben werden. Es kann nun entweder einerseits die Stärke des Magnetfeldes variiert werden, um die Zeemanunter-niveaus so einzustellen, dass sie zu zwei festen Laserfrequenzen passen. Andererseits kann eine feste Magnetfeldstärke eingestellt und einer der beiden Laserstrahlen in seiner Frequenz variiert werden.

In Kapitel 4 werden die erste und die dritte Möglichkeit angewendet.

Neben dem Dunkelzustand kann ebenfalls ein sogenannter Hellzustand aus der Superposition der beiden Grundzustände folgen. Dieser trägt seinen Namen daher, dass er im Gegensatz zum Dunkelzustand deutlich stärker an die beiden Lichtfelder koppelt. Dadurch steigt die Absorption in diesem Bereich an. Dies wird in [4] beschrieben.

3. Aufbau

Damit der Versuchsaufbau für die in Kapitel 1 genannten Zwecke genutzt werden kann, müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

1. Der Aufbau muss größtmögliche Flexibilität bieten um auf möglichst viele verschiedene Versuche zugeschnitten werden zu können.
2. Der Aufbau muss präzise Messungen erlauben.

Um die nötige Flexibilität zu erreichen stehen neben dem Grundaufbau des Experiments zahlreiche weitere Komponenten zur Verfügung. Um dagegen die nötige Präzision für die Messungen zu gewährleisten wurde der Versuchsaufbau in einen inneren und einen äußeren Bereich untergliedert. Im äußeren Bereich befindet sich neben dem Laser und den Messinstrumenten, wie beispielsweise Fotodioden und Oszilloskope, nahezu die gesamte Strahlerzeugung und -manipulation. Im inneren Bereich befinden sich neben der Rubidiumzelle noch die Spulen für die Magnetfelderzeugung und etwas Platz für einige wenige optische Elemente, wie beispielsweise Spiegel, Strahlteilerwürfel, Linsen und andere. Bei der Rubidiumzelle handelt es sich um eine Zelle, die an ihrer Innenwand mit Paraffin beschichtet wurde. Um den inneren vom äußeren Bereich sowohl optische als auch in Bezug auf alle magnetischen Felder abzutrennen, wurden zwei Vorkehrungen getroffen: Einerseits werden die Lichtfelder über polarisationserhaltende Lichtleitfasern in den inneren Bereich und wieder heraus geführt. Andererseits gibt es die Möglichkeit, den inneren Bereich durch eine großzügig dimensionierte magnetische Abschirmung aus Mu-Metall® nach allen Richtungen vom äußeren Bereich zu isolieren. Elektrische Leitungen sowie die Lichtleitfasern und eventuelle Datenleitungen können dann durch zwei Kamine ins Innere der Abschirmung geführt werden. Diese Abschirmung wird hier äußere magnetische Abschirmung genannt. Neben dieser gibt es in ihrem Inneren noch eine weitere magnetische Abschirmung aus Mu-Metall®, welche die Magnetfeldspulen und die Rubidiumzelle umgibt. Bei Mu-Metall® handelt es sich dabei um eine weichmagnetische Nickel-Eisen-Legierung mit einer großen magnetischen Permeabilität im Bereich von $\mu_r=50.000$ bis 140.000 . Ein schematischer Aufbau der nötigsten Komponenten ist in Abb. 5 dargestellt. Zu sehen sind der äußere Bereich mit den wenigen Komponenten, die bei allen Versuchen gleichermaßen verwendet wurden, und der innere Bereich mit einer grundlegenden Strahlführung, der inneren magnetischen Abschirmung mit den Magnetfeldspulen, der Rubidiumzelle und einem Fotodetektor zur Detektion der eingestrahlten Lichtfelder. Neben der Option, die Strahlung im inneren Bereich zu detektieren, besteht die Möglichkeit, über eine weitere Lichtleitfaser die Strahlung erneut in den äußeren Bereich zu führen und dort direkt zu detektieren

oder weiter zu manipulieren. Die grundlegenden Komponenten im äußeren Bereich sind neben dem Laser zwei optische Dioden zum Schutz vor Rückreflexen in den Laser, eine $\lambda/2$ -Platte zur Drehung der Polarisation, um eine optimale Transmission durch das darauffolgende anamorphe Prismenpaar zu erhalten, und ein Fabry-Pérot-Interferometer. Dieses wird zur Kontrolle der Laserfrequenz und vor allem der Einmodigkeit des Lasers verwendet.

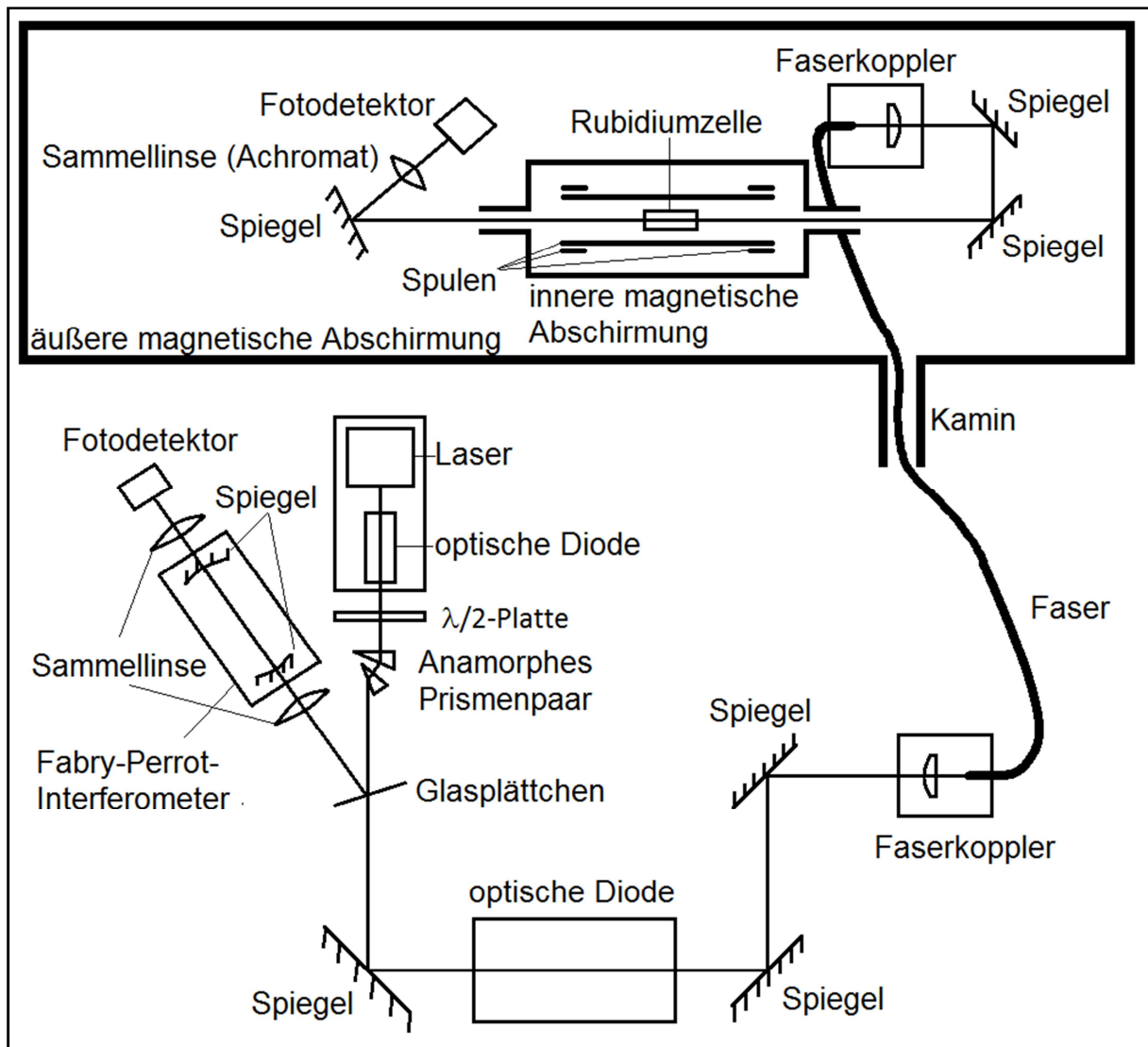


Abb. 5: Schematischer Grundaufbau des Versuches

Zu guter Letzt wird das oder gegebenenfalls die Lichtfelder über einen oder mehrere Faserkoppler in eine bzw. mehrere Lichtleitfasern eingekoppelt und so in den inneren Bereich geführt. Dort werden sie ebenfalls über entsprechende Faserkoppler, die als Kollimatoren eingesetzt werden, wieder ausgekoppelt. Die Komponenten, die im inneren Bereich verwendet werden, müssen jedoch einige Voraussetzungen erfüllen: Sie müssen weitestgehend antimagnetisch sein, das heißt, dass sie weder ein Magnetfeld erzeugen noch ein bereits vorhandenes verstärken dürfen. Das bedeutet, dass vor allem kein Eisen in den Komponenten enthalten sein sollte. Daher wird hier auf andere Materialien wie

beispielsweise Aluminium, Messing und Kunststoff zurückgegriffen. Für gleichstromführende Leitungen ist zu beachten, dass der hin- und rücklaufende Stromfluss möglichst auf der gleichen Achse liegen sollten, damit sich die von ihnen erzeugten Magnetfelder gegenseitig kompensieren. Dazu gibt es unter anderem zwei Möglichkeiten: Beide Leitungen können entweder miteinander verdreht werden oder man verwendet geschirmte Kabel und leitet einen Stromfluss auf der Innenlitze und den entgegengesetzten auf dem Schirm. Das hat den Vorteil, dass die Achsen beider Stromflüsse nahezu identisch sind.

Das Kernstück des gesamten Versuchsaufbaus liegt in der inneren Abschirmung. Abb. 6 zeigt schematisch den Aufbau der inneren Abschirmung und ihres Innenlebens. Die Abschirmung selbst besteht aus einem Rohr aus Mu-Metall®, welches von zwei Stülpedeckeln von beiden Seiten verschlossen werden kann. Die Stülpedeckel enthalten je einen Kamin für die Stromzufuhr und für den Laserstrahl. Im Inneren des Rohres werden die Magnetfeldspulen auf ihren Kunststoffhalterungen platziert. Der genaue Aufbau der Spulen wird in Kapitel 3.2. näher erläutert. Die Halterung der langen Spule entspricht einem weiteren Rohr im Zentrum der Abschirmung. In diesem wird die Rubidiumzelle in einer weiteren Kunststoffhalterung platziert. Diese Halterung besteht aus einer Halbschale, in der die Rubidiumzelle liegt, und aus zwei dicht daran anliegenden Halterungen. Außerdem gibt es noch zwei weitere Halterringe am Ende der Spulenhalterung. Diese sind über Stangen mit den Halterungen der Rubidiumzelle verbunden. Neben dem zentralen Durchbruch für den Laserstrahl enthalten diese vier Ringe noch je vier kleinere Durchbrüche. Diese sind so platziert, dass sie auf dem Rand der Rubidiumzelle enden. Sie dienen als Halterung für Lichtleitfasern, durch welche die Rubidiumzelle mit blauem bzw. UV-Licht bestrahlt werden kann. Diese Multimode-Fasern werden durch denselben Kamin wie der Laserstrahl geführt. Sie haben einen Durchmesser von 1,5 mm und haben deshalb einen großen minimalen Biegeradius (~ 10 cm). Je vier dieser Fasern sind mit einer blauen/UV-LED durch einfachen Kontakt verbunden.

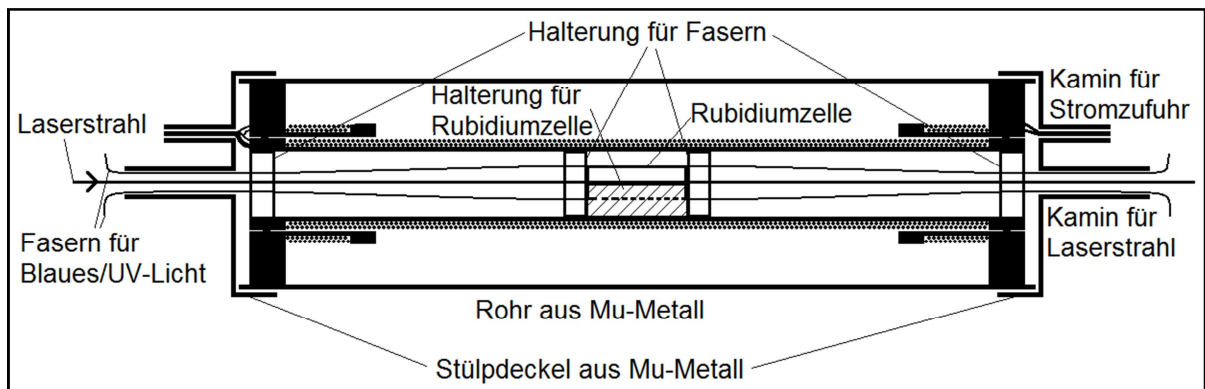


Abb. 6: Aufbau innerhalb der inneren magnetischen Abschirmung mit den Halterungen für die Rubidiumzelle und den Lichtleitfasern für das Blaue/UV-Licht

Das blaue Licht soll sich nur innerhalb der Glashülle der Rubidiumzelle ausbreiten. Es bewirkt, dass Rubidiumatome, die sich an der Innenwand der Zelle abgesetzt haben, von dieser wieder lösen, indem sie die nötige Energie durch Absorption aufnehmen.

Zur besseren Anschaulichkeit befinden sich im Anhang entsprechende Konstruktionszeichnungen zu den beschriebenen Komponenten (Abb. 40 bis Abb. 49). Im Folgenden möchte ich auf einige Komponenten die im äußeren Bereich verwendet werden näher eingehen.

3.1. Laser

Beginnen möchte ich mit dem verwendeten Laser. Es handelt sich wie eingangs bereits erwähnt um einen Diodenlaser, Typ DL100 von Toptica. Seine Zentralwellenlänge liegt bei 780 nm und ist damit für das menschliche Auge zum Großteil nicht bzw. nur sehr schwach sichtbar. Das Kernelement eines Diodenlasers bildet eine Laserdiode (Typ Toptica LD-0785-P220-1). Dabei handelt es sich um eine spezielle Leuchtdiode mit einer hohen Dotierung. Legt man einen Strom in Durchlassrichtung an diese an, so kommt es im Bereich des p-n-Überganges zu Rekombinationsprozessen und dadurch zur Erzeugung elektromagnetischer Strahlung. Durch die Lichtwellen leitende Struktur der Laserdiode und durch die teilreflektierenden Endflächen der Diode kann sich im Inneren eine stehende Lichtwelle ausbilden. Ist der Strom durch die Diode hoch genug, so bildet sich eine Besetzungsinversion und es wird dann Laserstrahlung emittiert. Die dafür benötigte Stromstärke wird Schwellenstrom genannt. Durch die hohe Stromstärke, die an die Diode angelegt wird, und wegen der geringen Baugröße ist die pro Volumeneinheit entstehende Wärmemenge durch Verluste sehr groß. Aus diesem Grund ist die Laserdiode auf einer passiven Wärmesenke, meist bestehend aus Kupfer, oder auf einer Mikrokanal-Wärmesenke montiert. Bei dem verwendeten Laser wird eine Wärmesenke aus Kupfer eingesetzt.

Die am weitesten verbreitete Form von Laserdioden sind Kantenemitter [6]. Bei dieser Form der Laserdiode tritt die Laserstrahlung senkrecht zum Stromfluss aus einer Bruchkante der Laserdiode aus. Die Austrittsfläche der Laserstrahlung entspricht der geometrischen Form der optisch aktiven p-n-Übergangsschicht. Diese ist stark rechteckig – In ihrer Höhe sehr schmal ($\sim 1 \mu\text{m}$), im Verhältnis dazu recht breit ($\sim 3 \mu\text{m}$) – wodurch auch der Laserstrahl zunächst rechteckförmig austritt. Die weitere Propagation des Laserlichts hängt ebenfalls von der Geometrie des p-n-Überganges der Leuchtdiode ab. Durch die unterschiedlichen Begrenzungen zeigen sich unterschiedliche Divergenzwinkel. Als „slow axis“ bezeichnet man die breitere Seite der Austrittsöffnung, die senkrecht zur Stromrichtung liegt. Die Laserstrahlung tritt hier mit einem Divergenzwinkel von 11° aus. Die „fast axis“ bezeichnet die schmalere Seite der Austrittsöffnung, die parallel zur Stromrichtung liegt. Durch ihre geringe Ausdehnung tritt die Laserstrahlung hier aufgrund von Beugung mit einem weit größeren Divergenzwinkel von ca. 31° aus. Durch die unterschiedlichen Divergenzwinkel der beiden Achsen bildet sich ein Rechteckprofil. Dieses kann mit Hilfe eines mehrlinsigen Systems, einer Asphäre oder zweier Zylinderlinsen kollimiert werden. Bei dem verwendeten Laser wird eine asphärische Linse mit einer Brennweite von 4,5 mm und einer NA von 0,55 verwendet. So entsteht bei dem verwendeten Laser ein Laserstrahl in rechteckiger Form mit einer Ausdehnung von 0,85 mm x 2,7 mm.

Die Frequenzbreite des Lichts einer solchen Laserdiode beträgt aufgrund der sehr kurzen Resonatorlänge und der hohen Verlustrate 50 bis 100 MHz. Diese hohe Bandbreite ist für eine Präzisionsspektroskopie ungeeignet. Sie kann jedoch durch eine Rückkopplung des emittierten Lichtes deutlich reduziert werden. Eine Möglichkeit hierfür ist ein Aufbau in der sogenannten Littrow-Anordnung [7]. Die in Abb. 7 gezeigte Skizze zeigt den Aufbau dieser Anordnung. Mit Hilfe eines Reflexionsgitters wird ein Teil der emittierten Laserstrahlung, meist die erste Beugungsordnung, zurück in die Laserdiode reflektiert während die nullte Beugungsordnung über einen Spiegel als Laserstrahl austritt. Dadurch bildet sich zwischen der Laserdiode und dem Gitter ein externer Resonator mit einer weitaus größeren Resonatorlänge und damit einer geringeren Bandbreite. Ein weiterer Aspekt ist der frequenzabhängige Beugungswinkel des Gitters, der es nur einem schmalen Frequenzband erlaubt korrekt in die Laserdiode zurückreflektiert zu werden. Dadurch kann die Bandbreite des Lasers bis in den kHz-Bereich reduziert werden.

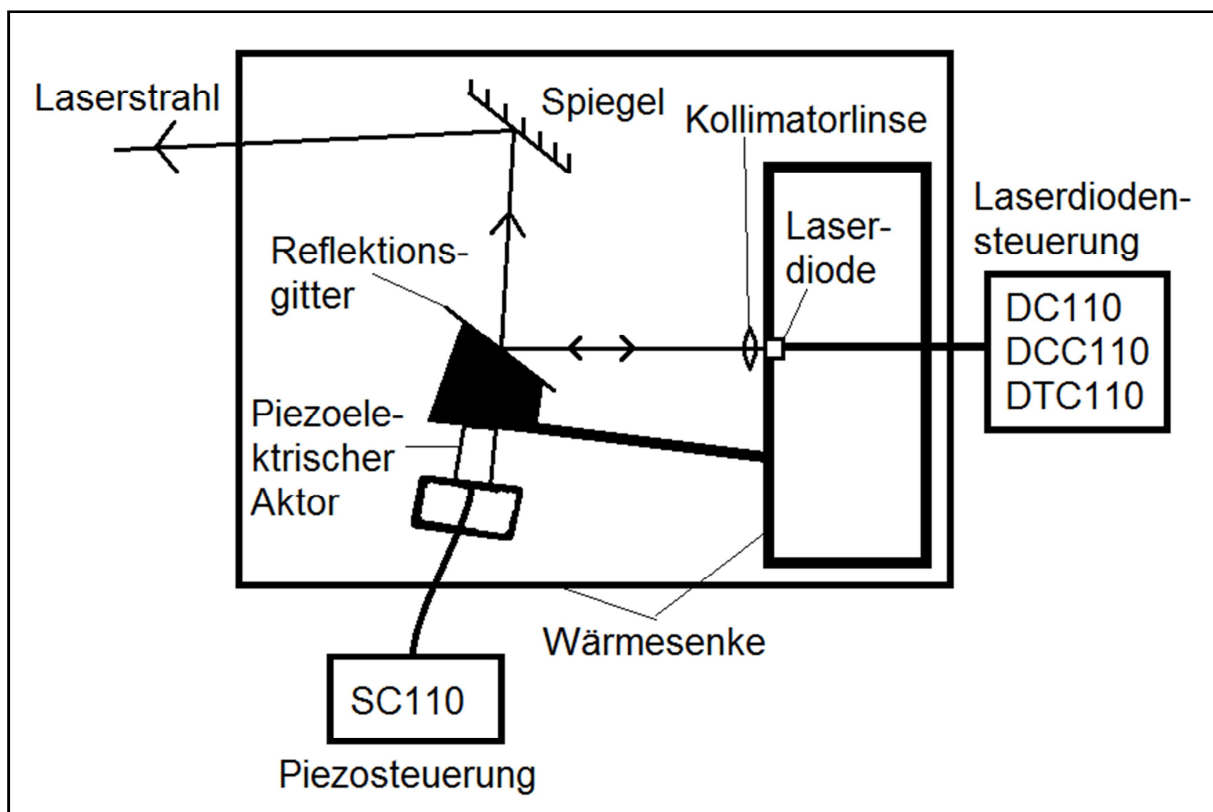


Abb. 7: Schematischer Aufbau des Diodenlasers in Littrow-Anordnung

Wird das Reflexionsgitter über einen piezoelektrischen Aktor verkippt, kann damit die Laserfrequenz bzw. Laserwellenlänge eingestellt werden. Im Versuchsaufbau erfolgen Einstellung und periodisches Durchstimmen der Wellenlänge über das Steuergerät SC110 von Toptica. Es handelt sich dabei um einen Scan-Generator mit einem Hochfrequenzverstärker. Er erzeugt eine Dreiecksspannung mit einer

Frequenz im Bereich von 0,01 Hz bis 10 kHz, die den Piezoaktor ansteuert. Die Gittereinstellung und die Laserwellenlänge folgen entsprechend dieser.

Eine weitere Einstellmöglichkeit für die Laserfrequenz ist durch den Diodenstrom gegeben. Dieser wird über das Modul DCC110 von Toptica gesteuert, welches eine konstante Stromstärke im Bereich von 0 bis 100 mA und einen Modulationseingang bietet.

Eine dritte Möglichkeit die Laserfrequenz einzustellen, ist über die Temperatur der Laserdiode gegeben. Die Temperatur wird über das Modul DTC110 von Toptica gesteuert und eingestellt. Die typische Langzeitstabilität der Temperatur liegt im Bereich von 1 bis 2 mK.

Temperatur und Stromstärke können über das Modul DC110 von Toptica überwacht werden. Über einen kleinen LCD-Monitor können bis zu vier gewünschte Parameter gleichzeitig angezeigt werden. Standardmäßig werden hier die Soll- und Ist-Größe der Stromstärke und der Temperatur angezeigt.

Die drei Möglichkeiten zur Einstellung der Laserwellenlänge können genutzt werden um den Laser im Bereich zwischen 776 nm bis 784 nm einzustellen bzw. durchzustimmen. Jedoch unterscheidet sich ihre Praktikabilität in Hinblick auf bestimmte Aufgaben sehr. So ist die Einstellung der Temperatur mit einer gewissen Verzögerung verbunden, welche sie für schnellere Aufgaben nicht empfehlenswert macht. Die Regelung über den Diodenstrom ermöglicht eine schnelle Veränderung der Laserfrequenz in einem größeren Bereich. Diese ist allerdings nicht kontinuierlich, da regelmäßige Modensprünge auftreten. Sie eignet sich vor allem für eine Grobjustierung. Die Regelung über Verkipfung des Reflexionsgitters mit Hilfe des piezoelektrischen Aktors ermöglicht eine sehr schnelle Veränderung der Laserfrequenz in einem kleineren Bereich. Sie eignet sich vor allem zum Scannen der Laserfrequenz über einen gewissen Bereich oder zur Feinjustierung. Wird der Scanbereich zu groß gewählt kommt es auch hier zu Modensprüngen. Durch eine interne Kopplung der Module SC110 und DCC110 wird die Laserleistung zeitgleich mit der Verkipfung des Gitters ebenso mit einem Dreiecksignal geregelt, sodass Modensprünge weitestgehend vermieden werden. Dadurch vergrößert sich der lineare Einstellbereich bei der Regelung über die Verkipfung des Reflexionsgitters.

Die abgegebene optische Laserleistung hängt maßgeblich von der eingestellten Stromstärke ab. Mit Hilfe eines Leistungsmessers wurde die Kennlinie des Lasers, also die abgegebene Laserstrahlleistung in Abhängigkeit von der eingestellten Stromstärke, vermessen. Das Ergebnis ist in Abb. 8 dargestellt. Bei geringen Stromstärken emittiert die Laserdiode so gut wie keine Strahlung. Erst bei der Schwellstromstärke, die hier mit 44,9 mA bestimmt wurde, beginnt die Laseraktivität. Danach zeigt sich ein linearer Anstieg der Laserleistung mit steigender Stromstärke bis hin zu ca. 23 mW bei 100 mA Diodenstrom.

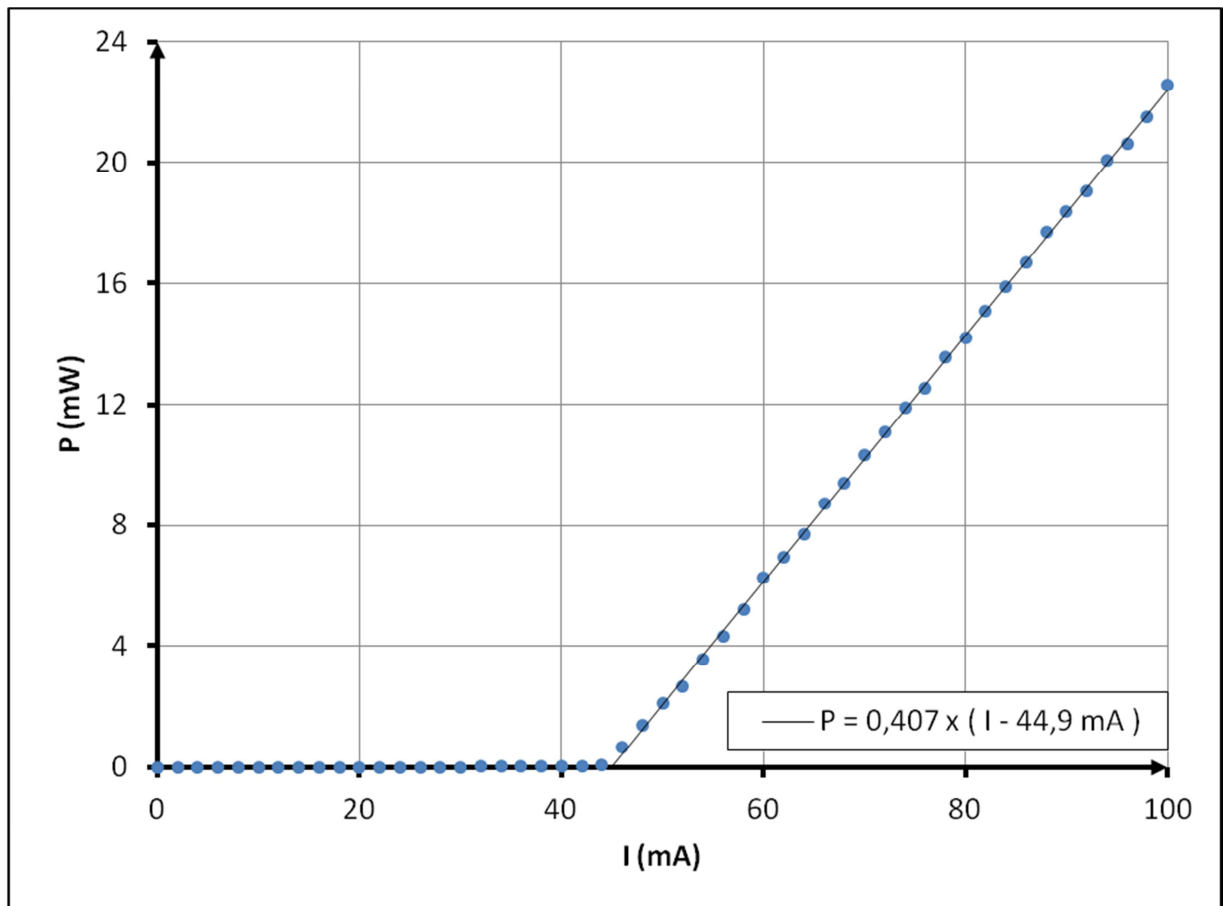


Abb. 8: Gemessene Laserleistung als Funktion der Stromstärke. Zusätzlich wurde die Schwellenleistung bestimmt.

Um den Laserstrahl für die weitere Manipulation optimaler zu formen wird ein anamorphes Prismenpaar verwendet. Dieses bewirkt eine Stauchung des Laserstrahls in einer Achse. Das Ergebnis ist ein nahezu runder Laserstrahl. Das Strahlprofil zeigt in allen Achsen einen näherungsweise gaußförmigen Verlauf. Dies ist in Abb. 31 in Kapitel 4.1. noch einmal genauer dargestellt.

3.2. EOM

Zur Manipulation des Lichtfeldes hinsichtlich seiner Frequenz steht der fasergekoppelte elektro-optische Modulator (kurz EOM) PM-0K5-10-PFA-PFA-780-UL von der Firma EOSPACE zur Verfügung. Es handelt sich dabei um einen Phasenmodulator, der innerhalb einer Wellenleiterstruktur zwischen zwei polarisationserhaltenden Lichtleitfasern angebracht ist. Das Lichtfeld wird dabei durch einen Kristall geleitet, der in einer Polarisationsrichtung die Frequenz des Lichtfeldes mittels Pockels-Effektes verschieben kann. Durch diesen Effekt wird beim Anlegen einer Spannung an den Kristall die Doppelbrechung in diesem verändert. Wird ein HF-Signal in Form einer Sinusschwingung an den Kristall angelegt, kann damit die Frequenz des Lichtfeldes einer Polarisationsrichtung verschoben werden. Durch das Anlegen der Spannung ändert sich die optische Länge des Kristalls. Da die Spannung einer Sinusschwingung folgt ändert sich die optische Länge periodisch. So wird durch das optische Verkürzen des Kristalls der Abstand der Wellenfronten hinter dem Kristall verkürzt und damit die Frequenz des Lichtes noch oben verschoben. Bei der optischen Verlängerung des Kristalls geschieht das Gegenteilige [7]. Das HF-Signal wird über den Signalgenerator SMB 100A der Firma Rohde & Schwarz erzeugt. Das Signal wird zunächst mit dem Verstärker ZVE-3W-83+ der Firma Mini-Circuits verstärkt und dann auf den EOM gegeben. Der Verstärker verstärkt das Signal dabei um 36 dBm. Abb. 9 zeigt eine Messung der Verstärkung bei verschiedenen Ausgangspegeln.

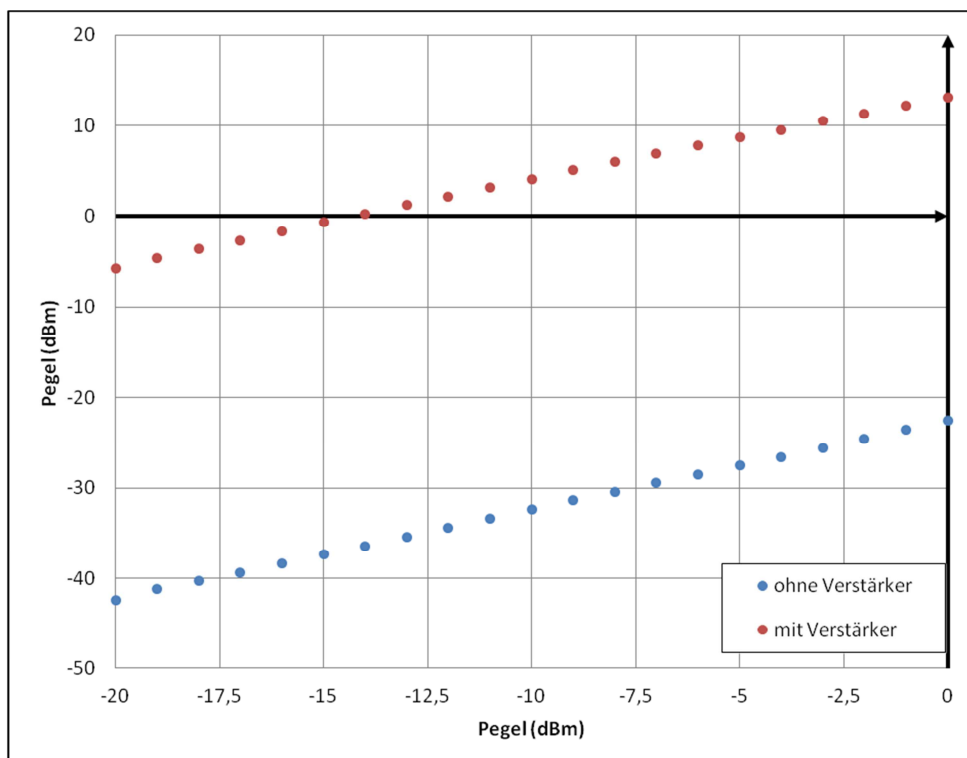


Abb. 9: Verstärkung des Verstärkers ZVE-3W-83+ von Mini-Circuits in Abhängigkeit vom angelegten Pegel.

Da sich der Verstärker im Verlauf des Betriebs erwärmt, wurde zusätzlich eine Messung nach einer unterschiedlichen Warmlaufphase durchgeführt. In Abb. 10 sind die Ergebnisse aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Verstärkung bei höheren Ausgangssignalen kurz nach dem Einschalten (10 Minuten Laufzeit) des Stromes noch eine geringere Verstärkung erfährt als nach einer längeren Betriebsdauer (2 Stunden Laufzeit). Es sollte daher eine gewisse Warmlaufphase eingehalten werden.

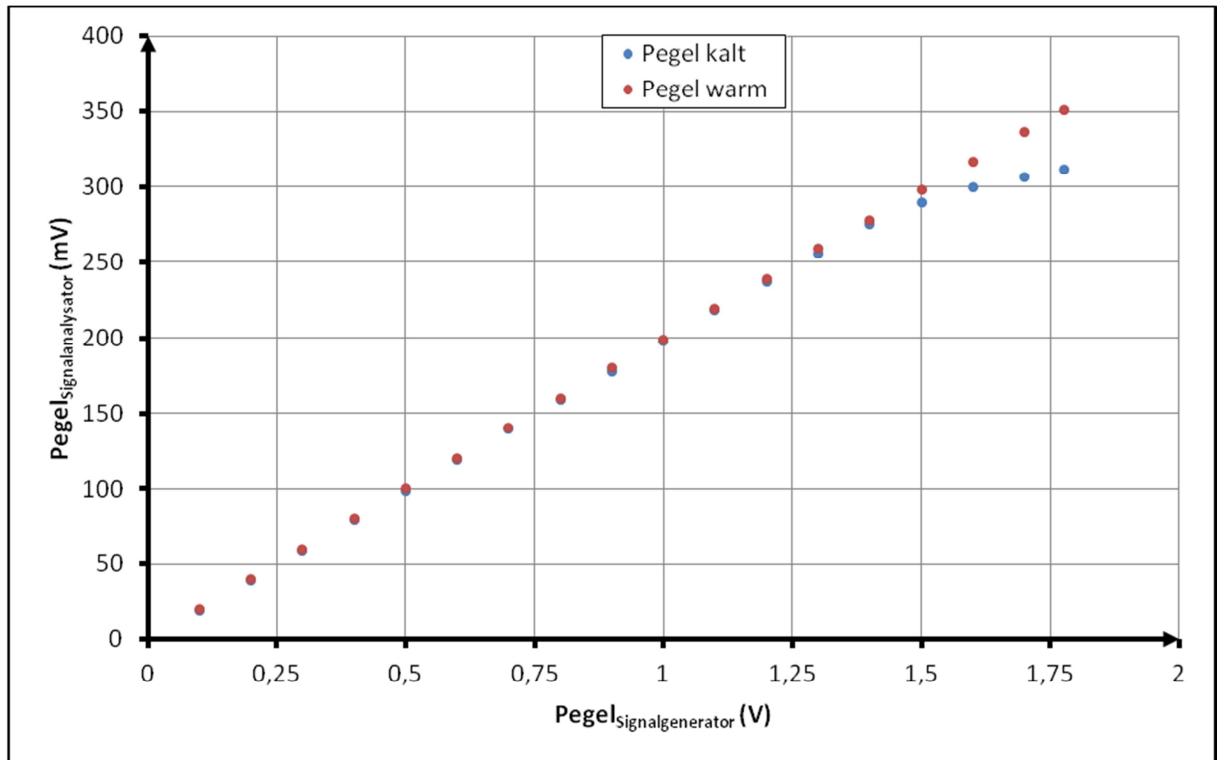


Abb. 10: Ausgangssignal des Verstärkers ZVE-3W-83+ von Mini-Circuits kurz nach dem Einschalten (ohne Aufwärmphase) und nach längerer Betriebsdauer (ca. 2 Stunden).

Der EOM wurde mittels eines in Abb. 11 skizzierten Testaufbaus auf seine Funktion hin überprüft. Die Laserstrahlung wurde hierzu vor der EOM-Faser so polarisiert, dass beide Polarisationsrichtungen der Lichtleitfaser gleichermaßen bedient wurden. Da der EOM nur eine Polarisationsrichtung beeinflusst und beide Polarisierungen nach der Faser durch einen Polarisator auf eine um 45° zu beiden Polarisationsrichtungen stehende Achse projiziert wurden, konnte somit am Fotodetektor ein Schwebungssignal, welches aus der Interferenz der beiden Strahlen entsteht und deren Differenzfrequenz der Modulationsfrequenz entspricht, aufgenommen werden.

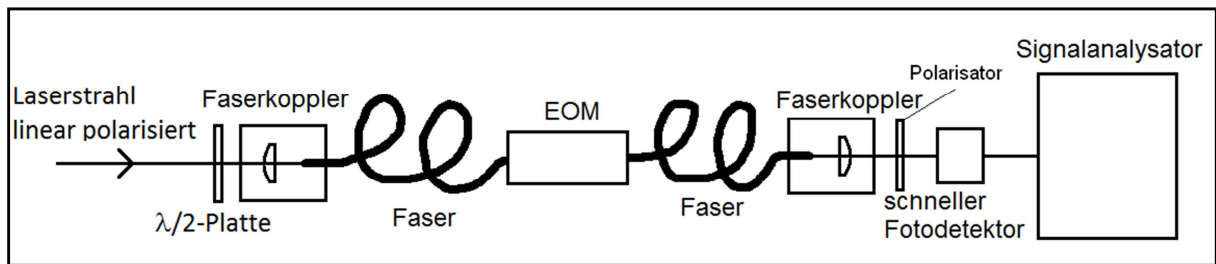


Abb. 11: Testaufbau für den elektrooptischen Modulator (EOM)

Bei verschiedenen Frequenzen im Bereich von 2 bis ca. 6 GHz des HF-Signales wurde das Signal mittels einer schnellen Fotodiode aufgenommen und mit Hilfe eines Signalanalysators überprüft. Durch eine FFT-Analyse konnte die gewählte Frequenz isoliert und vermessen werden. Abb. 12 zeigt den Verlauf des Pegels eines 2 GHz Signals, welches beim Anlegen eines HF-Signals mit einer Frequenz von 2 GHz am EOM auftritt, bei unterschiedlichen Amplituden des HF-Signals. Es zeigt sich ein nahezu konstanter Verlauf, der darauf schließen lässt, dass die Amplitude des HF-Signals bereits so hoch ist, dass der EOM gesättigt ist. Bei einer Frequenz von 1 GHz des HF-Signals am EOM konnte kein Schwebungssignal mehr registriert werden. Dies lag an der unteren Grenzfrequenz des Verstärkers, die bei 2 GHz liegt.

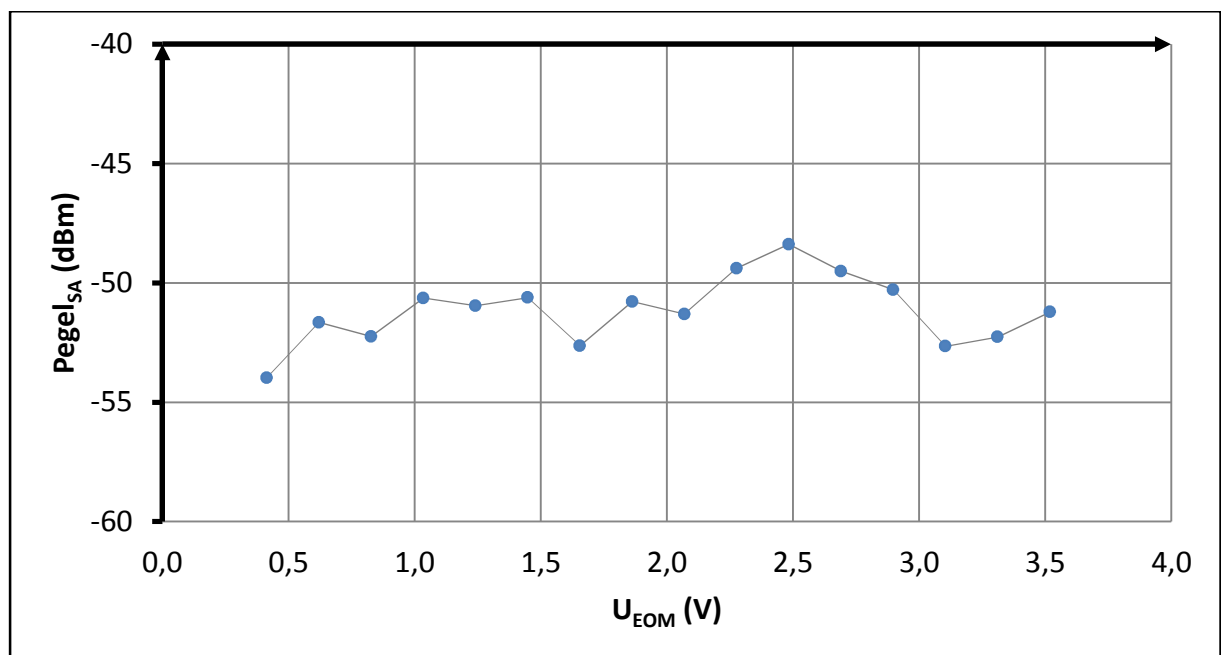


Abb. 12: Verlauf des Pegels einer Schwebungsfrequenz von 2 GHz bei unterschiedlichen Amplituden des am EOM anliegenden HF-Signals

Bei der Verwendung des EOM und dessen Einbau sind Leistungsverluste im Bereich von 50 % zu beachten. Diese sind vom Hersteller übereinstimmend mit 3 dB angegeben. Der Einbau des EOM geschieht durch einen Austausch einer Lichtleitfaser, die in die äußere magnetische Abschirmung führt, durch den fasergekoppelten EOM.

3.3. AOM

Weitere Komponenten zur Manipulation der Frequenz des Lichtfeldes stehen mit den akusto-optischen Modulatoren (kurz AOM) MT250-B100A0.5-800 und MT200-B100A0.5-800 von der Firma AA Opto Electronic zur Verfügung. Die Zentralfrequenz liegt bei dem MT250-B100A0.5-800 bei 250 MHz und bei dem MT200-B100A0.5-800 bei 200 MHz. Die AOMs nutzen den akusto-optischen Effekt um Lichtfelder sowohl abzulenken als auch in ihrer Frequenz zu verschieben. Der Effekt beruht darauf, dass durch Schallwellen erzeugte Dichteschwankungen in einem Kristall, Festkörper oder einer Flüssigkeit als optisches Gitter für Lichtfelder genutzt werden [8]. Die Dichteschwankungen rufen dabei periodische Brechzahländerungen hervor, wodurch dann die Gitterwirkung einsetzt. Beim Einstrahlen eines Lichtfeldes entstehen hinter dem Gitter Interferenzphänomene wie sie auch bei anderen optischen Gittern zu finden sind. Die Schallwelle im Kristall wird meist durch piezoelektrische Aktoren erzeugt, die an einer Seite des Kristalls angebracht sind. An den piezoelektrischen Aktor wird dann ein HF-Signal angelegt, so dass er zu schwingen beginnt. Diese Schwingung überträgt sich durch direkten Kontakt auf den Kristall. Es entsteht also ein Dichtegitter, das sich durch den Kristall bewegt. Die Geschwindigkeit, mit der sich das Gitter bewegt, hängt vom Kristall ab. Bei den verwendeten AOMs handelt es sich um einen TeO_2 -Kristall. Die Schallgeschwindigkeit liegt bei ca. 4200 m/s. An der gegenüberliegenden Fläche wird der Kristall schräg geschnitten um Rückreflexionen und Stehwellen zu vermeiden. Zusätzlich wird ein Schallabsorber angebracht. Trifft nun ein Lichtfeld auf das Dichtegitter, so „sieht“ das Lichtfeld aufgrund der stark unterschiedlichen Geschwindigkeiten zwischen der Gitterbewegung und dem Lichtfeld ein näherungsweise stehendes Gitter. Ein Teil der Photonen interagiert mit den Phononen der Kristallschwingung. So nehmen einige Photonen des Lichtfeldes die Energie der Phononen auf, was zu einer Frequenzverschiebung um die Frequenz des angelegten HF-Signals führt. Außerdem werden diese Photonen, abhängig von der Energie der Phononen, um einen gewissen Winkel abgelenkt. Dieses Verhalten entspricht dem eines Lichtbündels, welches senkrecht auf ein optisches Gitter trifft. Hinter dem Gitter bildet sich dann ein Streifenmuster. Ein Teil des Lichtes geht senkrecht durch das Gitter hindurch und der andere Teil wird abgelenkt. Den abgelenkten Teil bezeichnet man als Beugungsordnung des n-ten Grades. n steht dabei für den Abstand vom nicht abgelenkten Licht als Anzahl an Streifen. Das nicht abgelenkte Licht wird als 0-te Beugungsordnung bezeichnet. Die höheren Beugungsordnungen entsprechen in der Wellentheorie der Zahl der ablenkenden Photonen in der Teilchentheorie. Die Entfernung der Beugungsordnungen von der 0-ten Beugungsordnung ist unter anderem davon abhängig, welche Gitterkonstante das optische Gitter besitzt. Im Fall des AOMs entspricht die Gitterkonstante der Wellenlänge der Schallwelle die durch den Kristall läuft.

Das HF-Signal für die beiden AOMs wird mit Hilfe des voltage-controlled oscillators (kurz VCO) DRFA10Y-B-0-150.300 von der Firma AA Opto Electronic erzeugt. Dieser besitzt 2 Spannungseingänge. Einen für die Steuerung der Frequenz des HF-Signals und einen zweiten für die Steuerung der Amplitude des HF-Signals. Beide Eingänge können für eine manuelle Einstellung über eine einfache Spannungsversorgung betrieben werden. Alternativ steht der Funktionsgenerator 33522A von der Firma Agilent zur Verfügung, der viele Möglichkeiten bietet, die Spannung auf unterschiedlichste Weise periodisch zu verändern. Das Ausgangssignal des VCOs wird mittels des Verstärkers AMPA-B-34-20.425 von der Firma AA Opto Electronic verstärkt, um dann auf den AOM gegeben zu werden. Einen schematischen Aufbau des Ganzen zeigt Abb. 13.

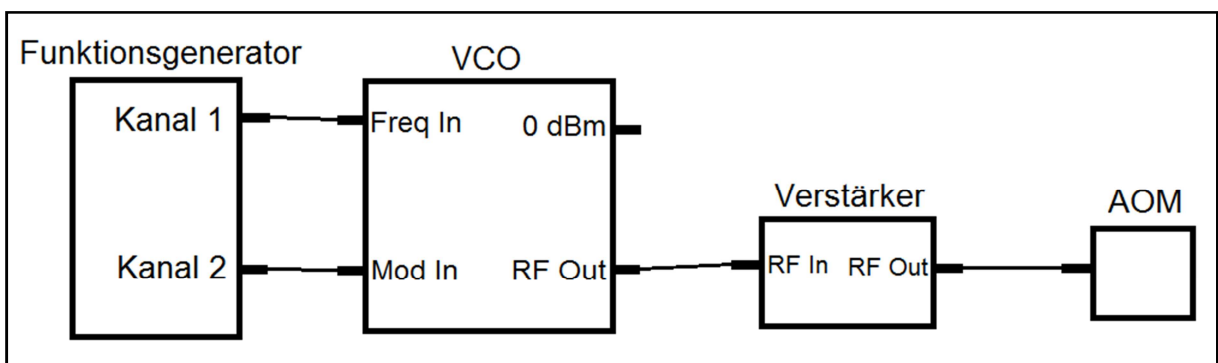


Abb. 13: Schematischer Aufbau zur HF-Signalerzeugung für den AOM

Eine Messung der Frequenz des erzeugten HF-Signals als Funktion der Spannung zur Steuerung der Frequenz zeigte einen nahezu linearen Zusammenhang. Abb. 14 zeigt den gemessenen Verlauf. Der VCO wurde dabei so eingestellt, dass das HF-Signal in seiner Frequenz zwischen 200 und 300 MHz variiert werden kann. Dies soll die Einstellung für den AOM mit der Mittenfrequenz von 250 MHz sein. Ein zweiter VCO wurde so eingestellt das die Ausgangsfrequenz zwischen 150 und 250 MHz variiert werden kann. Diese Einstellung war für den AOM mit der Mittenfrequenz von 200 MHz.

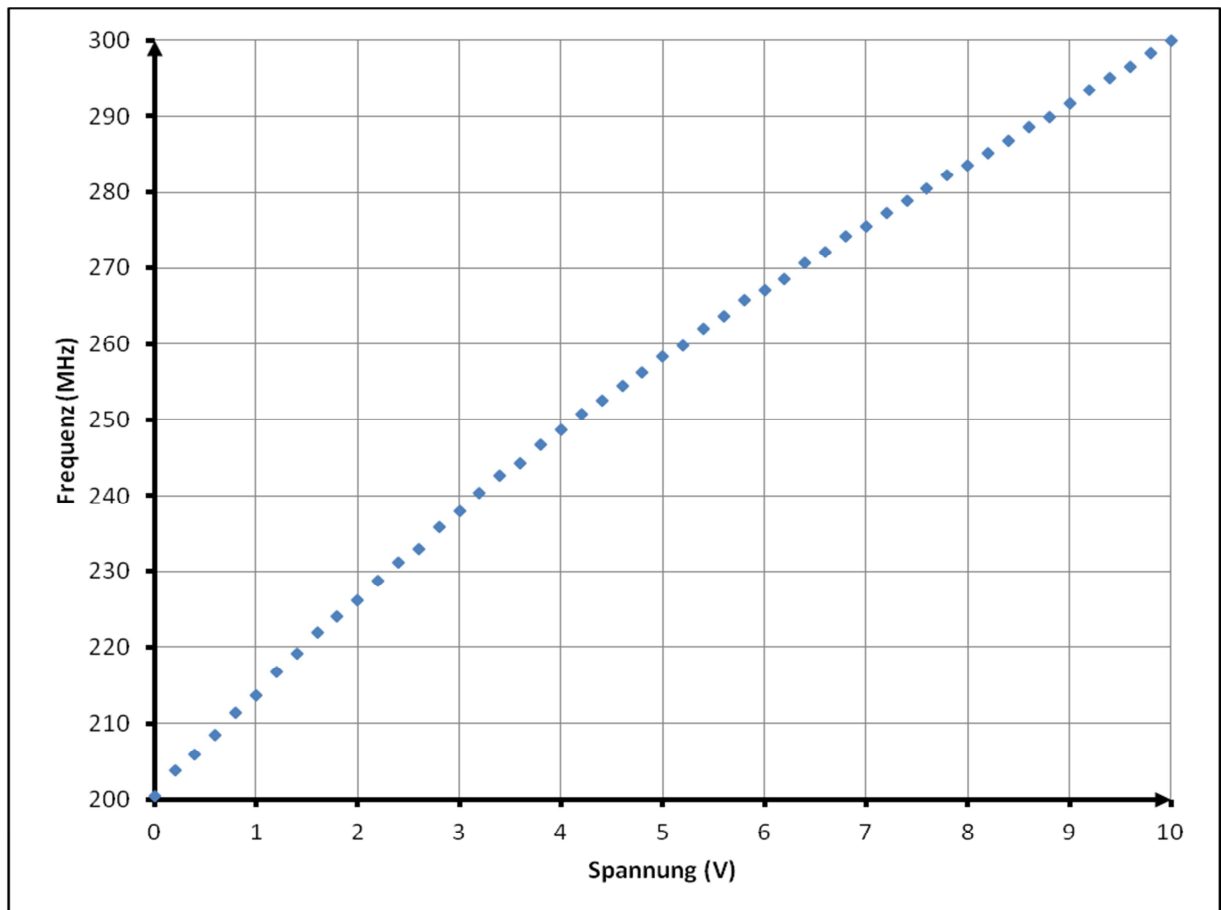


Abb. 14: Verlauf der Ausgangsfrequenz des VCO über die angelegte Spannung

Da das Signal zunächst verstärkt wird bevor es an den AOM angelegt wird, wurde ebenfalls die Verstärkung des Verstärkers über einen weiten Frequenzbereich vermessen. Abb. 15 zeigt den Verlauf der Verstärkung über die Frequenz. Die Schwankungen in der Verstärkung sind so klein, dass sie näherungsweise vernachlässigt werden können.

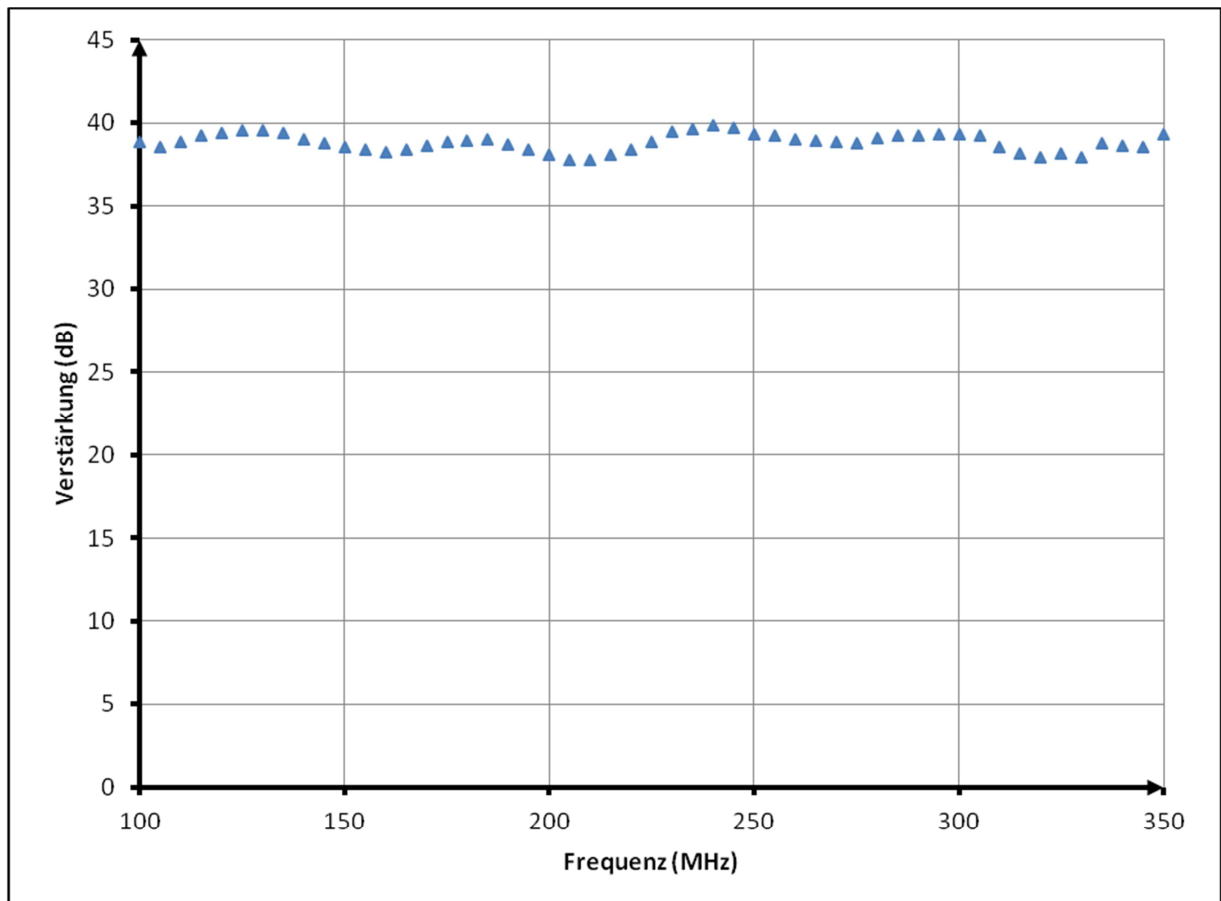


Abb. 15: Verlauf der Verstärkung des Verstärkers AMPA-B-34-20.425 über die Frequenz des angelegten HF-Signals

Um den AOM letztendlich zu testen wurde ein kleiner Versuch aufgebaut, der aus nicht viel mehr bestand als dem AOM und einem Fotodetektor. Abb. 16 zeigt diesen Aufbau. Ein Laserstrahl wurde durch den AOM geschickt und der abgebeugte Strahl wurde mittels eines Fotodetektors vermessen. Der nicht abgebeugte Strahl ist entweder ins Leere gelaufen oder wurde mit Hilfe eines Spiegels auf eine Strahlfalle abgelenkt.

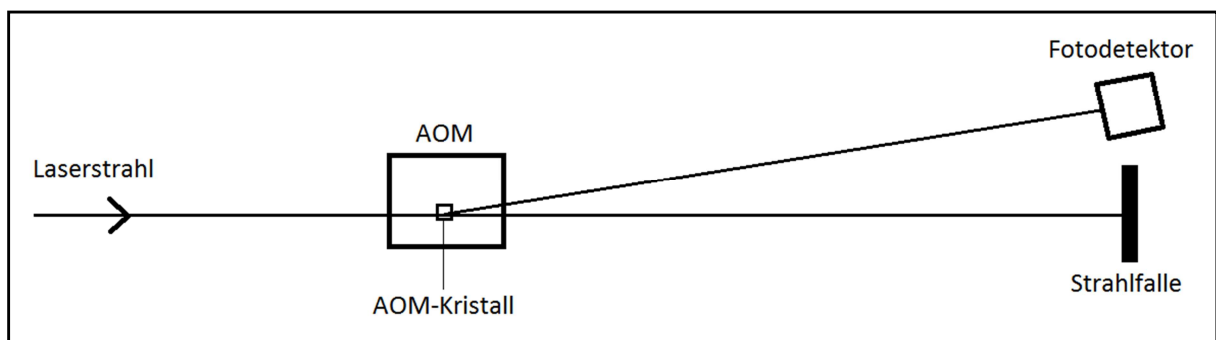


Abb. 16: Testaufbau zum Funktionstest des AOMs

Abhängig von der Frequenz des an den AOM angelegten HF-Signals wurde der Ablenkwinkel des gebeugten Strahls vermessen. Dazu wurde eine Schlitzblende, welche auf einer Schiene montiert war,

verwendet und diese so justiert, dass die maximale Laserleistung hindurch kam. Die Position der Blende konnte dann an der Scala, welche sich an der Schiene befand, abgelesen werden. Es zeigte sich eine Vergrößerung des Ablenk winkels mit zunehmender Frequenz (Abb. 17). Laut Herstellerangaben entspricht der Ablenk winkel bei 250 MHz 31,7 mrad bei einer verwendeten Laserwellenlänge von 532 nm und 63,3 mrad bei 1064 nm. Aus der Schallgeschwindigkeit $c = 4200 \frac{m}{s}$ im Kristall und der Frequenz f des HF-Signals kann über

$$\lambda = \frac{c}{f} = d$$

die Wellenlänge der Schallwelle bestimmt werden. Diese gibt die Gitterkonstante d des Gitters vor. Über

$$\varphi = \arcsin\left(\frac{n \cdot \lambda}{d}\right)$$

mit der Beugungsordnung n und der Laserwellenlänge λ kann dann der Ablenk winkel für die erste Beugungsordnung mit $\varphi = 2,66^\circ = 46,4 \text{ mrad}$ berechnet werden. Der gemessene Wert für 250 MHz liegt etwa bei $2,35^\circ$ und damit etwas tiefer als der berechnete.

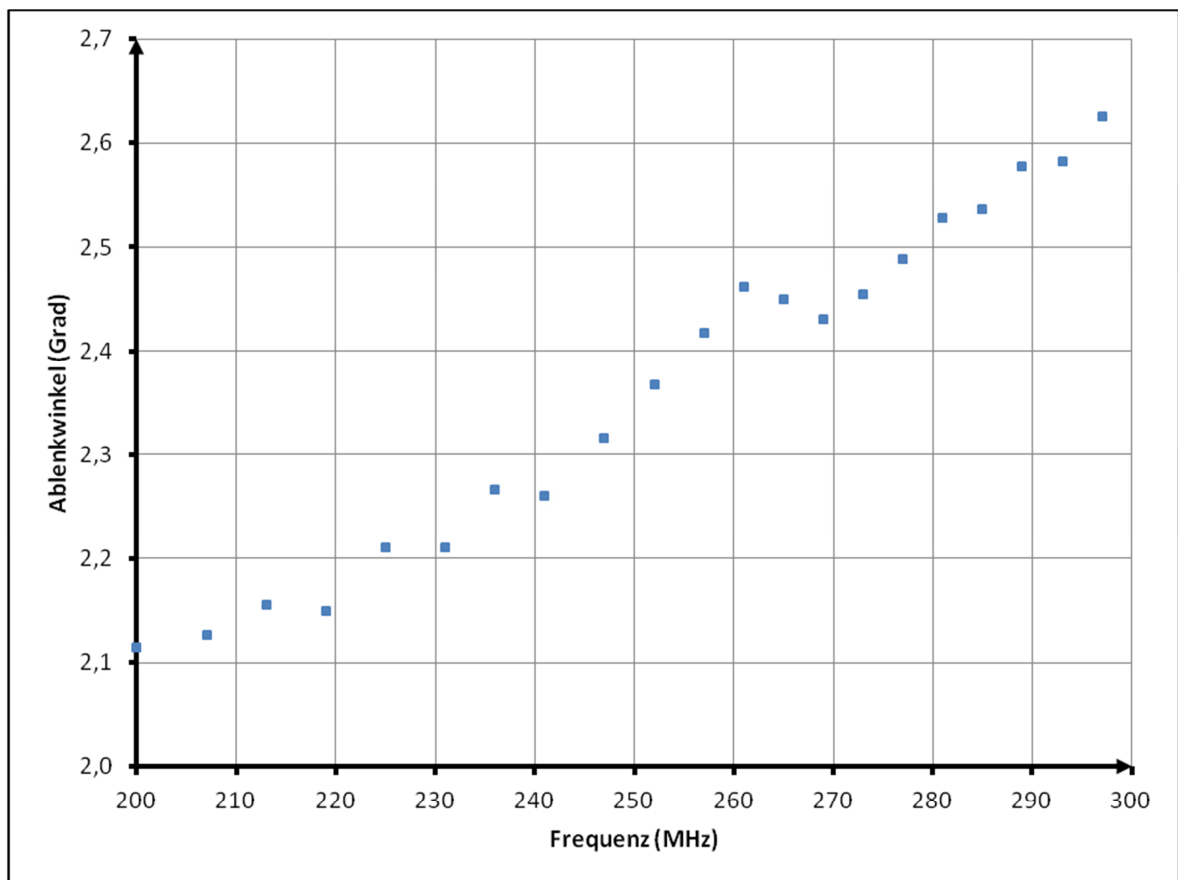


Abb. 17: Ablenk winkel des vom AOM gebeugten Laserstrahls in Abhängigkeit von der Frequenz des am AOM angelegten HF-Signals

Die Laserstrahlleistung im abgelenkten Strahl ist außer von der Frequenz des angelegten HF-Signals auch von dessen Amplitude und besonders von der Justierung bzw. der Ausrichtung des AOMs relativ zum Laserstrahl abhängig. Die Amplitude des HF-Signals wird über die angelegte Spannung am VCO geregelt. Die Maximalspannung beträgt hier 5V. Abb. 18 zeigt den Verlauf der abgelenkten Leistung über die angelegte Spannung bei 3 verschiedenen Frequenzen. Nach einem parabelförmigen Verlauf bis 2,5 V gehen die 3 Kurven in einen nahezu linearen Verlauf über. Der Leistungsabfall mit steigender Frequenz ist auf eine Verringerung der Beugungseffizienz zurückzuführen. Dies kommt vermutlich vom AOM selbst, der mit wachsender Frequenz eine niedrigere Beugungseffizienz hat. Ebenso möglich wäre aber auch eine empfindlichere Reaktion auf eine unzureichende Justierung mit steigender Frequenz. Es konnte eine Beugungseffizienz von ca. 50 % erreicht werden. Die im Datenblatt beschriebenen 85 % Beugungseffizienz konnten vor allem nicht wegen des zu großen Laserstrahldurchmessers von 0,85 mm erreicht werden. Laut Herstellerangaben ist die effektive Öffnung des AOM-Kristalls aber nur $2\text{ mm} \times 0,5\text{ mm}$ groß, d.h. der Laserstrahldurchmesser hätte nicht mehr als 0,5 mm betragen dürfen.

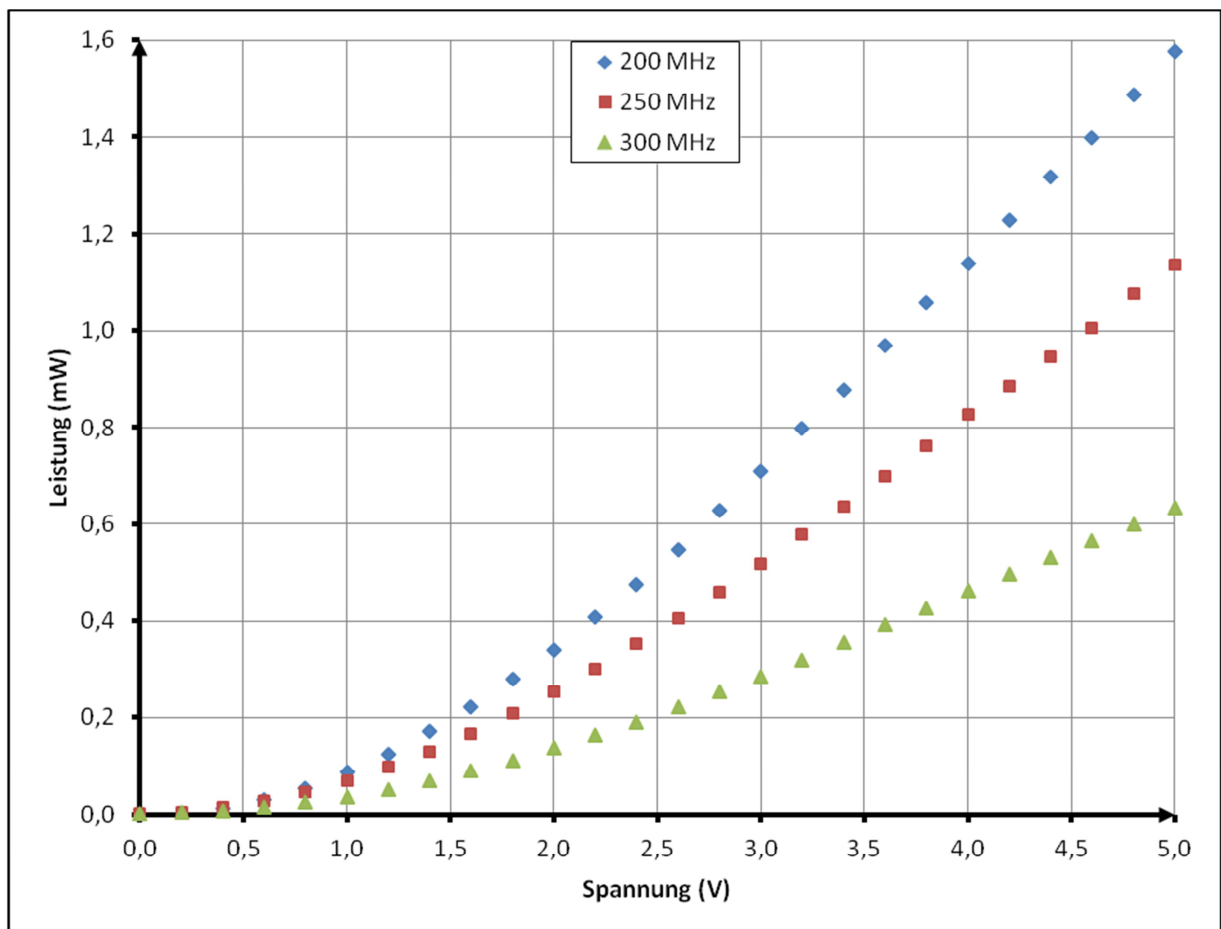


Abb. 18: Verlauf der abgelenkten Laserstrahlleistung als Funktion der am VCO anliegenden Spannung und damit als Funktion der Amplitude des HF-Signals

Im Versuchsaufbau können die AOMs auf zwei verschiedene Weisen genutzt werden: Mit einfachem oder doppeltem Durchlauf. Beim einfachen Durchlauf wird der abgebeugte Strahl hinter dem AOM direkt weiterverwendet. Für den Aufbau beim doppelten Durchlauf wird er in den AOM zurückgespiegelt und durchläuft ihn ein zweites Mal. Ich möchte hier kurz auf den verwendeten Aufbau eines solchen doppelten Durchlaufs oder auch „double pass“ näher eingehen.

Es wurden zwei unterschiedliche Aufbauten verwendet. Diese unterschieden sich darin, ob der AOM mit einer konstanten Frequenz betrieben wurde oder ob diese Frequenz variiert wurde. Ich erläutere zunächst den Aufbau für einen AOM, der mit einem HF-Signal mit konstanter Frequenz betrieben wird.

Der Aufbau ist in Abb. 19 dargestellt. Zunächst wird ein linear polarisierter Laserstrahl so durch einen Polarisationsstrahlteilerwürfel geschickt, dass er nicht abgelenkt wird. Hinter dem Würfel wird der Strahl durch den AOM geschickt, der daraus zwei Strahlen macht: Einen gebeugten und einen ungebeugten Strahl. Beide Strahlen verlaufen zunächst durch ein $\lambda/4$ -Plättchen, wodurch sie zirkular polarisiert werden. Dann treffen beide Strahlen auf einen Planspiegel. Dieser ist so justiert, dass er den gebeugten Strahl in sich zurück reflektiert. Der ungebeugte Strahl wird unter einem Winkel $> 0^\circ$ reflektiert und auf eine Strahlfalle (in diesem Fall die Fassung des $\lambda/4$ -Plättchens) gelenkt. Der zurückreflektierte gebeugte Strahl passiert ein weiteres Mal das $\lambda/4$ -Plättchen und wird wieder linear polarisiert. Im Vergleich zum einfallenden Strahl ist diese Polarisation jedoch um 90° gedreht. Beim zweiten Durchlauf durch den AOM entstehen wieder ein gebeugter und ein ungebeugter Strahl. Der gebeugte Strahl verläuft hier genau auf der Achse des vom Strahlteilerwürfel her einfallenden Strahles und trifft auf den Polarisationsstrahlteilerwürfel, der den in seiner Polarisation um 90° gedrehten Strahl wie ein Spiegel um 90° abgelenkt. Der ungebeugte Strahl erfährt dasselbe, da er aber unter einem anderen Winkel auf den Polarisationsstrahlteilerwürfel trifft, wird er nicht unter 90° reflektiert sondern in einem spitzen Winkel abgelenkt und nach seiner Reflektion in einer Strahlfalle absorbiert.

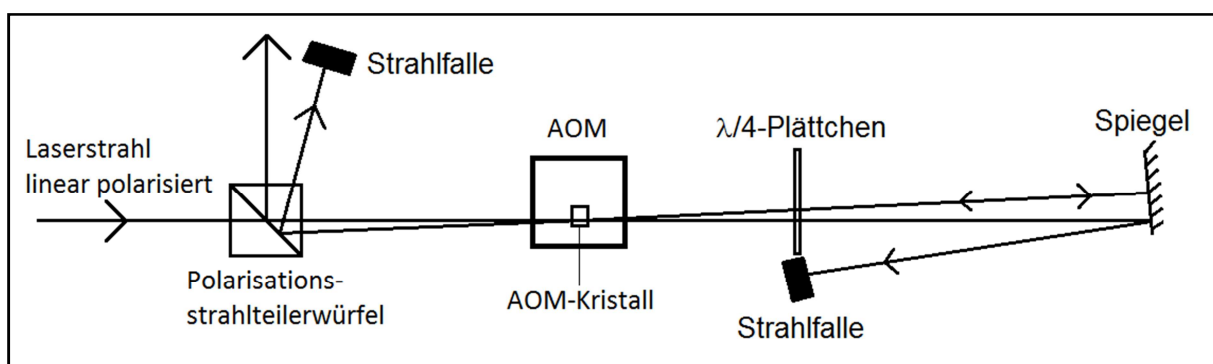


Abb. 19: Versuchsaufbau für einen AOM der mit einem HF-Signal einer konstanten Frequenz betrieben wird.

Wird der AOM mit einem HF-Signal mit einer variablen Frequenz betrieben, so gibt es das Problem, dass der gebeugte Laserstrahl seinen Beugungswinkel ständig ändert und damit ein Planspiegel den Strahl immer anders reflektieren würde. Um dennoch den Strahl bei jeder Frequenz in sich selbst zurück zu reflektieren gibt es zwei Möglichkeiten: Entweder man verwendet einen Hohlspiegel und positioniert diesen so, dass der Brennpunkt des Spiegels genau im AOM-Kristall liegt oder man verwendet zusätzlich noch eine Sammellinse [9]. Der Aufbau mit Sammellinse ist in Abb. 20 dargestellt. Die Sammellinse wird so positioniert, dass der Brennpunkt der Linse genau auf dem Planspiegel liegt. Das $\lambda/4$ -Plättchen steht hinter der Linse und damit immer senkrecht zu den beiden Strahlen. Da bei diesem Aufbau nicht nur der gebeugte sondern auch der ungebeugte Strahl wieder in sich zurückreflektiert würde, wird der ungebeugte Strahl zwischen dem Spiegel und dem $\lambda/4$ -Plättchen mittels einer Irisblende blockiert. Tritt der gebeugte, rückreflektierte Strahl erneut durch den AOM-Kristall entstehen wieder zwei Strahlen. Der beim zweiten Durchgang ungebeugte Strahl wird mittels einer Irisblende blockiert und nur der erneut gebeugte Strahl wird durchgelassen. Damit der zweifach gebeugte Strahl nicht ebenfalls entsprechend der angelegten Frequenz an den AOM wandert, muss der AOM-Kristall genau im Brennpunkt der Sammellinse liegen. So heben sich die Bewegungen des Strahls, die beim ersten und zweiten Durchlauf durch den AOM-Kristall hervorgerufen werden, gegenseitig auf.

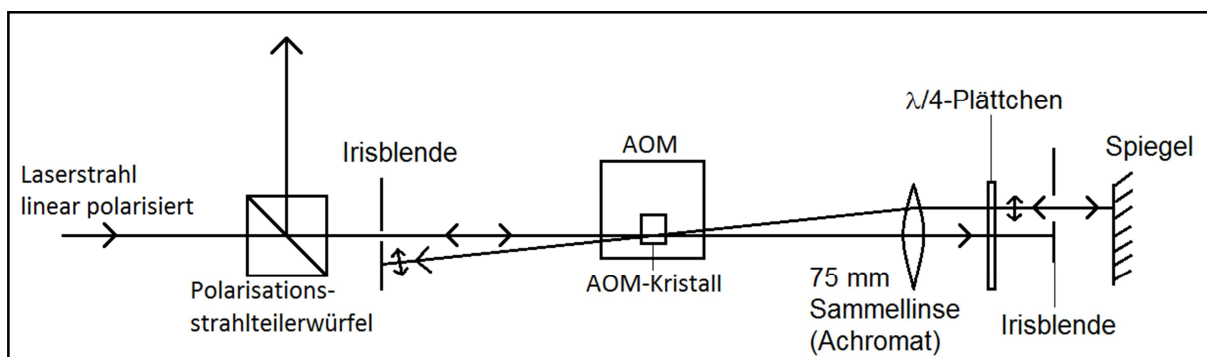


Abb. 20: Versuchsaufbau für einen AOM, der mit einem HF-Signal variabler Frequenz betrieben wird.

3.4. Magnetfeld

An das Magnetfeld im Bereich der Rubidiumgaszelle werden ganz besondere Anforderungen gestellt. Es muss gleichzeitig in seiner magnetischen Flussdichte variabel als auch im Bereich der Rubidiumgaszelle höchst homogen sein.

Die Anforderung nach der variablen magnetischen Flussdichte lässt sich recht einfach durch Variation der Stromstärke in den Spulen regeln.

Die weitaus größere Herausforderung besteht in einem homogenen Magnetfeld über einen Bereich von 4 cm (Länge der Rubidiumgaszelle). Zunächst mussten alle Störfelder beseitigt werden. Zu diesem Zweck wurde eine magnetische Abschirmung aus Mu-Metall® konstruiert, in der die erforderlichen Spulen für das zu erzeugende Magnetfeld Platz haben. Um das homogene Magnetfeld zu erzeugen, wird zunächst eine lange Spule mit 387 Windungen, 24,2 cm Länge und 5,284 cm mittlerem Durchmesser verwendet. Die Spule wurde in 2 Lagen gewickelt. Die untere Lage wurde entlang der einen Richtung der Spulenachse gewickelt und die obere Lage in der entgegengesetzten Richtung. Dies sollte bewirken, dass sich die beiden Ströme entlang der Spulenachse und die daraus resultierenden Magnetfelder aufheben und nur das Magnetfeld der Spulenwindungen „senkrecht“ zur Spulenachse zurückbleibt. Würde man nur eine Lage verwenden, dann würde daraus ein Stromfluss in Wicklungsrichtung entlang der Spulenachse resultieren. Dieser Stromfluss würde ein Magnetfeld erzeugen das dem der Wicklungen überlagern würde und so zu einer Inhomogenität führen.

Die Homogenität des Magnetfeldes ist durch diese Spule bereits sehr gut, jedoch noch nicht ausreichend. Das Ziel war es, ein Magnetfeld zu erzeugen, dessen Flussdichte im Bereich der Rubidiumgaszelle sich um nicht mehr als ein Promille ändert. Um eine weitere Verbesserung zu erzielen, werden noch zwei kurze Zusatzspulen verwendet, die jeweils an den Enden der langen Spule platziert sind. Diese beiden Spulen mit jeweils 41 Windungen, 3 cm Länge und 6,3105 cm Durchmesser wurden so platziert, dass jeweils ein Spulenende mit je einem Ende der langen Spule zusammenfällt. Die kurzen Spulen sind in gleicher Weise wie die lange Spule, also in zwei Lagen mit entgegengesetzter Wicklungsrichtung, gewickelt. Der Aufbau ist in Abb. 21 zu sehen. Um Einflüsse auf das Magnetfeld von außen zu verringern, werden die Spulen innerhalb einer magnetischen Abschirmung aus Mu-Metall® platziert. Sie besteht aus einem Rohr, in dem sich die lange Spule zusammen mit den beiden kurzen Spulen befindet, und aus zwei Stülpedeckeln, die mit Kaminen für den Eintritt des Laserstrahls und für die elektrische Versorgung der Spulen versehen sind.

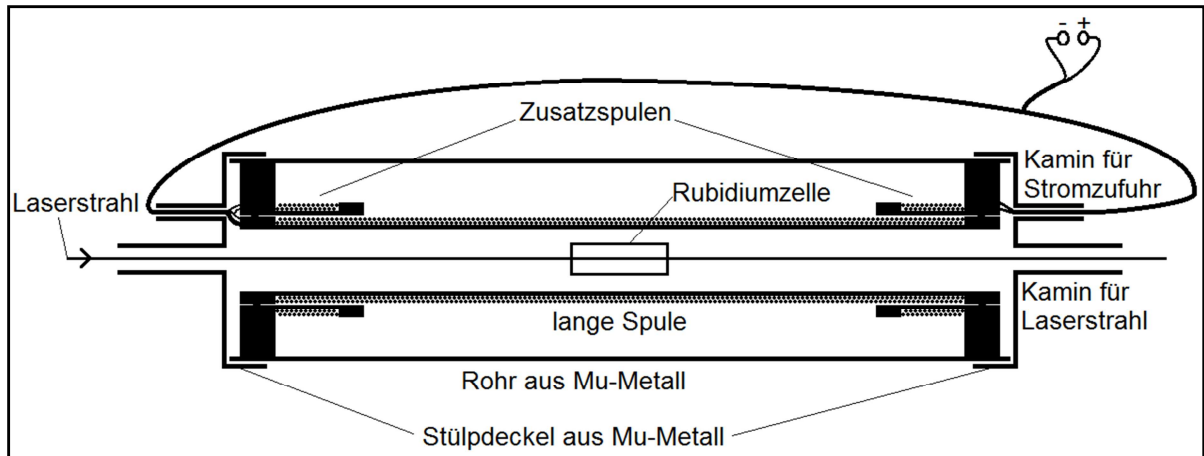


Abb. 21: Aufbau und Anordnung der Spulen innerhalb der magnetischen Abschirmung

Variiert man nun das Stromstärkeverhältnis zwischen der langen Spule und den beiden kurzen Spulen, so ergeben sich unterschiedliche Verläufe der magnetischen Flussdichte entlang der Spulenachse. Diese Verläufe können mit Hilfe der in [10] S.95 hergeleiteten Formel

$$B(z) = \frac{\mu_0 \cdot n \cdot l}{2} \cdot \left(\frac{z + \frac{L}{2}}{\sqrt{R^2 + \left(z + \frac{L}{2}\right)^2}} - \frac{z - \frac{L}{2}}{\sqrt{R^2 + \left(z - \frac{L}{2}\right)^2}} \right)$$

mit, $n = \frac{N}{L}$ für den Fall, dass $\mu_r = 1$ ist, berechnet werden. Dabei ist zu beachten, dass die Formel für jede der drei Spulen angewendet werden muss und die Terme bzw. die Ergebnisse zu addieren sind. Die Summe der Magnetfelder der drei Spulen ist in Abb. 22 für einen Spulenstrom $I_1 = 1A$ als Funktion der Position entlang der Achse der langen Spule dargestellt. Es ist zu sehen, dass mit einer Erhöhung der Stromstärke I_2 durch die Zusatzspulen die magnetische Flussdichte in den Randbereichen am stärksten zunimmt und diese Zunahme zur Mitte hin schwächer wird.

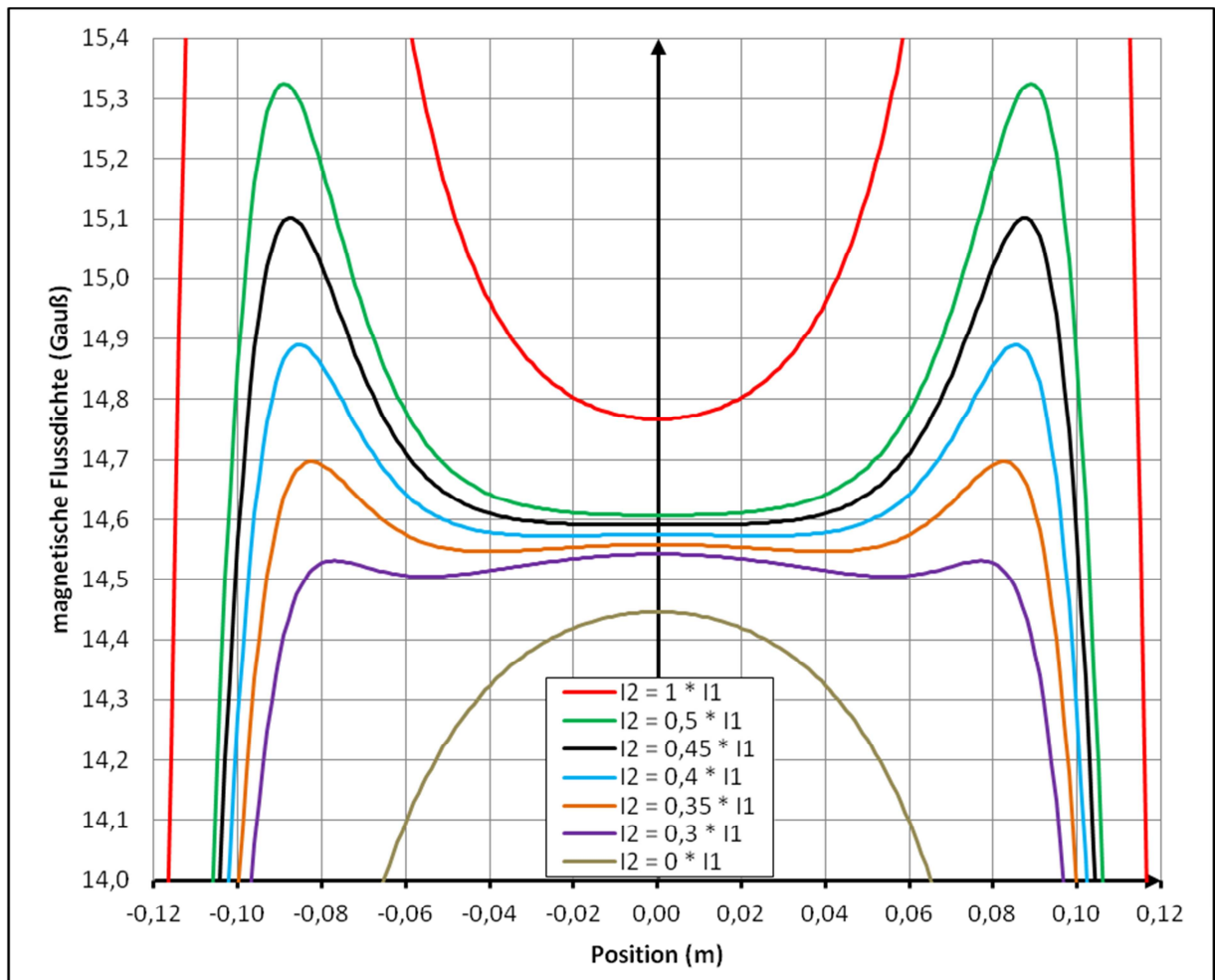


Abb. 22: Theoretisch berechnete magnetische Flussdichte einer langen Spule ($N=387$, $l=24,2$ cm, $d=5,284$ cm) zusammen mit zwei kurzen Zusatzspulen ($N=41$, $l=3$ cm, $d=6,3105$ cm) entlang der Spulenachse der langen Spule für verschiedene Stromstärkeverhältnisse. I_1 : Stromstärke die durch die lange Spule fließt) = 1A, I_2 :Stromstärke die durch die kurzen Spulen fließt)

Wie zu erkennen ist, wäre ein Stromverhältnis von 1:0,45 am günstigsten, um ein möglichst homogenes Feld über einen großen Bereich in der Mitte der langen Spule zu erzeugen. Das Verhältnis wird über eine Parallelschaltung eines Widerstandes zu den beiden Zusatzspulen, wie in Abb. 23 zu sehen ist, erzeugt.

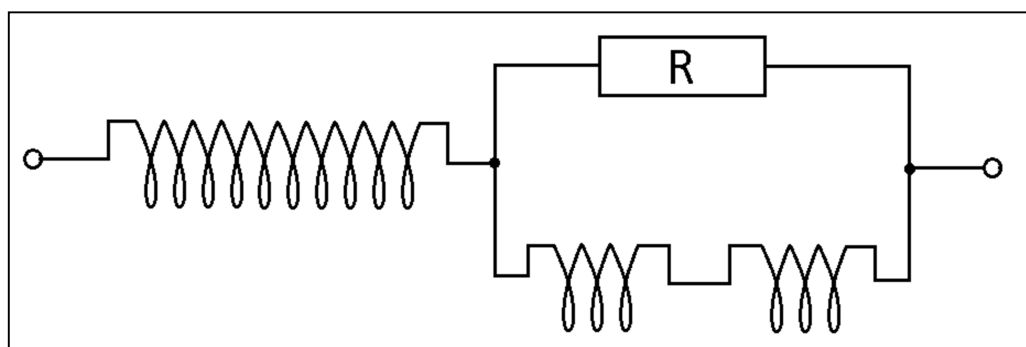


Abb. 23: Schaltplan für die Spulen. Der Wert des Widerstandes, der den beiden kurzen Spulen parallel geschaltet ist, wird experimentell ermittelt.

Die Stromversorgung der Spulen wurde von der Stromquelle „Statron Power Supply Typ 2225“ übernommen. Mit Hilfe der Hallsonde „Teach Spin Hall Effect Probe HPI-A Nr. 307“ wurde das Magnetfeld vermessen. Die Hallspannung der Sonde wurde mit Hilfe des Digitalmultimeters „ISO Tech IOM 203“ gemessen. Die Kalibrierung der Hallspannung erfolgte über die Messung eines bekannten Magnetfeldes einer stromdurchflossenen Spule bei verschiedenen Stromstärken. Die magnetische Flussdichte konnte anhand der oben genannten Formel berechnet werden. Da die Sonde nicht lang genug ist, um den gesamten Bereich innerhalb der Spulen zu vermessen und um diesen Messweg noch zu verlängern, wurde für diese Messung einseitig einer der Stülpedeckel der magnetischen Abschirmung entfernt. Das eingestellte Stromverhältnis wurde anhand der Widerstände berechnet und lag etwa bei 1:0,4. Die gemessene magnetische Flussdichte ist in Abb. 24 zu sehen. Der Spulensstrom durch die lange Spule betrug 0,8 A. Wie man deutlich erkennen kann, liegen die Messpunkte vom Wert her etwas höher als erwartet und folgen auch nicht den theoretischen Verläufen. Legt man die theoretischen Verläufe zu Grund, würde man das Stromverhältnis auf 1:1 bis 1:0,7 schätzen.

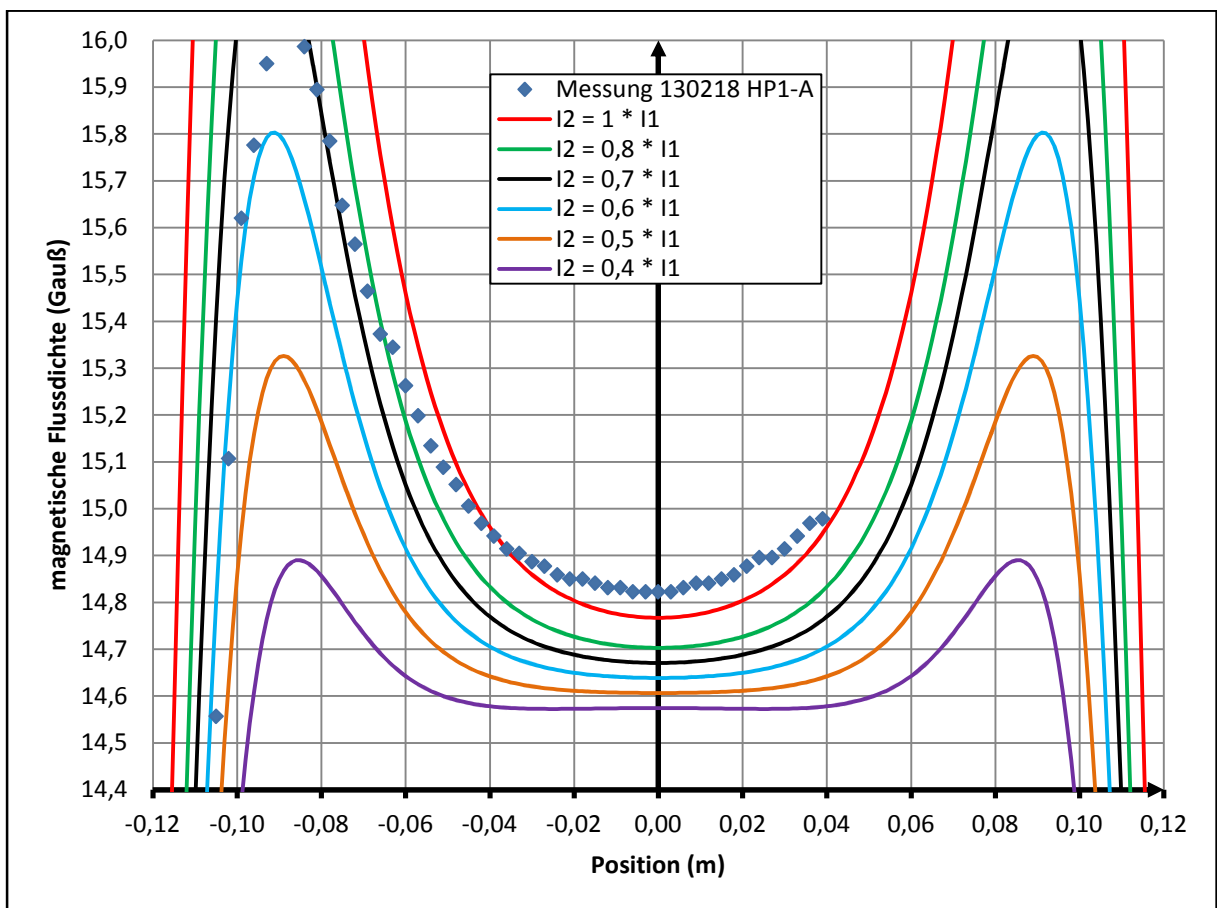


Abb. 24: Erste Messung des Magnetfeldes im Vergleich zu den theoretisch berechneten Verläufen entlang der Spulenachse bei verschiedenen Stromstärkeverhältnissen

Weitere Messungen und Anpassungen der Widerstände für das richtige Stromverhältnis zeigten, dass die magnetische Abschirmung einen deutlichen Einfluss auf den Verlauf der magnetischen Flussdichte

te entlang der Spulenachse hat. Das Mu-Metall®, aus dem die Abschirmung besteht, hat ein μ_r von 50.000 bis 140.000. Damit ist die Gültigkeit der zuvor theoretisch durchgeführten Berechnungen nicht mehr gegeben, die als Voraussetzungen ein μ_r von annähernd 1 für den die Spulen umgebenden Raum haben. Bereits ohne die Zusatzspulen zeigt sich bei einer Messung ein Verlauf der magnetischen Feldstärke, der etwas homogener ist als aus der nicht zutreffenden theoretischen Berechnung hervorgeht. Im Einzelnen zeigt sich eine Anhebung der magnetischen Feldstärke abseits der Mitte der langen Spule, die bis etwa zum Beginn der Zusatzspulen zunimmt und danach wieder abfällt bis zum Rand der Spulen. Um für diesen Fall theoretische Berechnungen anstellen zu können, müssten die Maxwell'schen Gleichungen vermutlich numerisch gelöst werden. Klar ersichtlich ist allerdings, dass eine geringere Stromstärke in den Zusatzspulen nötig ist, um das gewünschte homogene Magnetfeld zu erzeugen.

Bei diesen weiteren Messungen wurde nicht mehr das „Statron Power Supply Typ 2225“ als Stromquelle für die Spulen genutzt. Es wurde das „Delta Elektronika ES-030-5“ bei ca. 1 A verwendet, welches geringere Schwankungen in der Stromstärke aufweist. Diese wurde zusätzlich mit einem „Gossen Metrawatt MetraHit 28S“ zur Überprüfung gemessen. Das Magnetfeld wurde wie zuvor mit der Hallsonde „Teach Spin Hall Effect Probe HPI-A Nr. 307“ vermessen. Die Hallspannung wurde mit dem Digitalmultimeters „ISO Tech IOM 203“ gemessen. Des Weiteren wurden die Messungen ohne Abnahme eines Stülpedeckels durchgeführt. Damit war es nicht möglich das Magnetfeld vollständig zu vermessen. Es war nur möglich bis kurz vor die Mitte der langen Spule zu messen. Aus diesem Grund wurde für die abschließenden Messungen das Magnetfeld von beiden Seiten vermessen.

Das genaue Stromverhältnis für ein möglichst homogenes Magnetfeld wurde experimentell mit 1:0,16 ermittelt. In mehreren Messungen, bei denen der Parallelwiderstand zu den kurzen Spulen immer mehr verringert wurde, zeigte sich dieses Optimum. Die Messverläufe sind in Abb. 25 dargestellt. Es ist nicht zu sehen, dass eine weitere Verringerung des Parallelwiderstandes und damit eine Verringerung der Stromstärke die durch die kurzen Spulen fließt, zu einer Zunahme der Homogenität des Magnetfeldes führen würde. Die Abweichungen im mittleren Bereich des Magnetfeldes und die zu sehenden Schwankungen liegen an den Grenzen der Messgenauigkeit und im Bereich des Messfehlers.

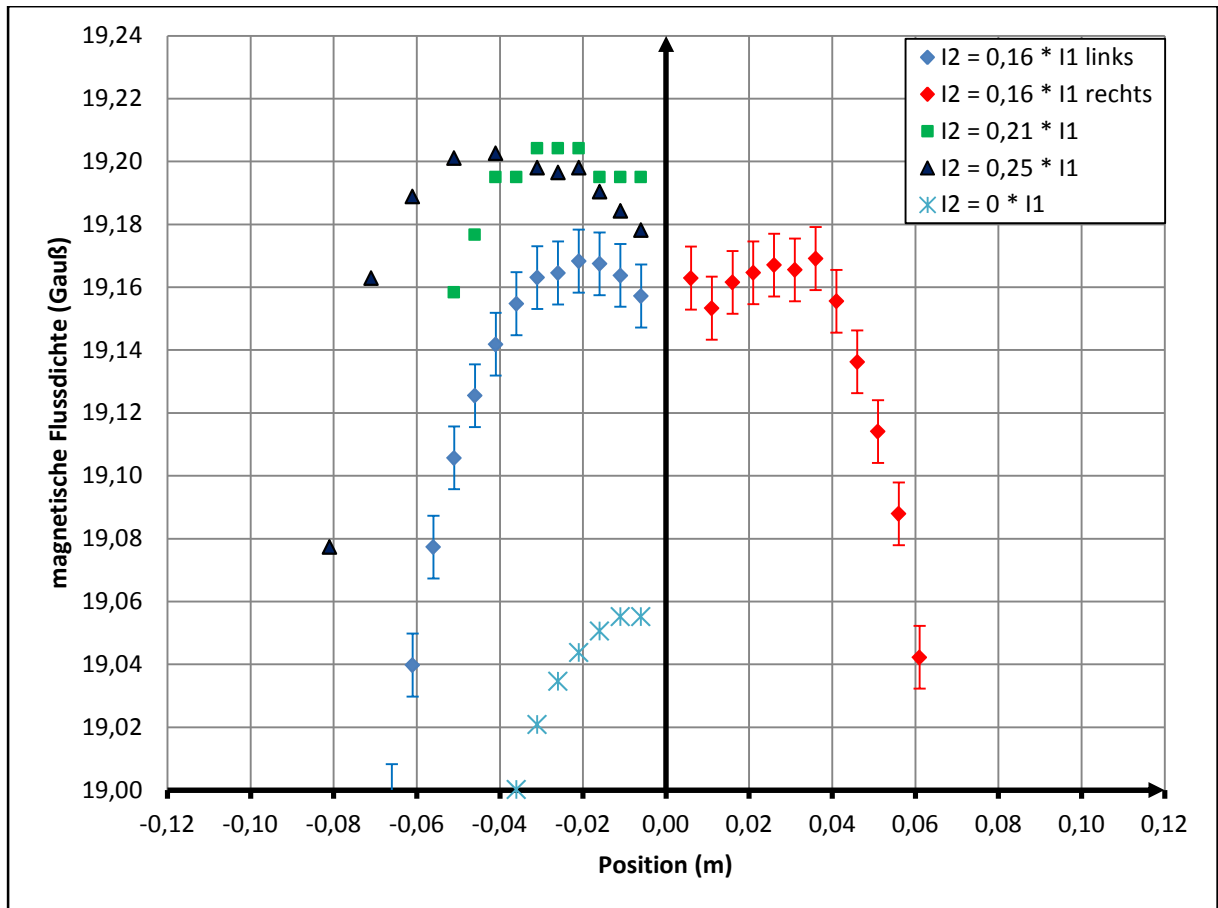


Abb. 25: Gemessene magnetische Flussdichte entlang der Spulenachse bei verschiedenen Stromstärkeverhältnissen

Aufgrund der Proportionalität zwischen Stromstärke und magnetischer Flussdichte ist es möglich, die magnetische Flussdichte am Ort der Rubidiumgaszelle ohne weitere Messungen für beliebige Stromstärken zu berechnen. Als Ausgangspunkt dient das Stromstärken-Verhältnis welches aus den Diagrammen abzulesen ist. Aus diesen ist zu entnehmen, dass der Stromstärke 1 A (Spulenstrom der langen Spule) der magnetischen Flussdichte 19,16 Gauß in der Mitte der langen Spule entspricht.

4. Dunkelresonanz-Messungen

Um den Versuchsaufbau für Präzisionsspektroskopie an Rubidium zu testen, wurden einige Messreihen durchgeführt. Zunächst war deren Ziel der einfache Nachweis einer Dunkelresonanz. Dies gelang zunächst auf zwei Arten: Bei der ersten Möglichkeit wurde der Strom des Magnetfeldes um den Nullpunkt herum verstimmt und die Dunkelresonanzen über den Scanbereich sichtbar gemacht. Die zweite Möglichkeit nutzte den Zeeman-Effekt bei einem konstanten Magnetfeld und verwendete zwei Lichtfelder, deren Frequenzen verschieden waren. Während das eine Lichtfeld eine konstanten Frequenzverschiebung erfuhr, wurde das andere Lichtfeld in seiner Frequenz über diese Frequenz hinaus durchgestimmt. Die Messungen offenbarten an den Positionen der einzelnen Absorptionslinien unterschiedliche Resonanzen. Bei dem Übergang des ^{87}Rb vom $5^2\text{S}_{1/2}$ $F = 2$ Niveaus in das $5^2\text{P}_{3/2}$ $F = 1, 2, 3$ Niveau wurde eine Hellresonanz beobachtet. Ebenso konnte bei dem Übergang des ^{85}Rb vom $5^2\text{S}_{1/2}$ $F = 3$ Niveaus in das $5^2\text{P}_{3/2}$ $F = 2, 3, 4$ Niveau eine Hellresonanz entdeckt werden. Bei dem Übergang des ^{85}Rb vom $5^2\text{S}_{1/2}$ $F = 2$ Niveaus in das $5^2\text{P}_{3/2}$ $F = 1, 2, 3$ Niveau konnte eine Dunkelresonanz ebenso entdeckt werden wie bei dem Übergang des ^{87}Rb vom $5^2\text{S}_{1/2}$ $F = 1$ Niveaus in das $5^2\text{P}_{3/2}$ $F = 0, 1, 2$ Niveau. Nachdem dies möglich war, schlossen sich einige weitere Messreihen an. Diese sollten zur Vermessung der Dunkelresonanz und der Identifikation einiger Einflussgrößen auf die Form und die Intensität der Dunkelresonanzen verwendet werden. Sie wurden vor allem an der Dunkelresonanz bei dem Übergang des ^{85}Rb vom $5^2\text{S}_{1/2}$ $F = 2$ Niveaus in das $5^2\text{P}_{3/2}$ $F = 1, 2, 3$ Niveau durchgeführt.

4.1. Messreihen mit konstanter Laserfrequenz

In diesen Messreihen wurden die Dunkelresonanzen durch die kontinuierliche Veränderung der magnetischen Flussdichte sichtbar gemacht. Der dafür verwendete Aufbau ist in Abb. 26 dargestellt. Hierbei wurde die Frequenz des Laserlichts nicht moduliert. Zum Schutz vor Rückreflexionen waren zwei optische Dioden zwischen dem Laser und der Faserkopplung eingebaut. Das anamorphe Prismenpaar sorgt dafür, dass der Laserstrahl einen nahezu kreisförmigen Querschnitt hat. Dies erleichtert die Einkopplung des Laserlichts in die polarisationserhaltende Lichtleitfaser. Durch die Faser in den inneren Bereich geführt wurde der Laserstrahl dort ausgekoppelt und über zwei Spiegel so ausgerichtet, dass er durch das Zentrum der inneren magnetischen Abschirmung und damit durch das Zentrum der Rubidiumgaszelle führte. An der gegenüberliegenden Seite wurde der Laserstrahl mit einer Linse auf einen Fotodetektor fokussiert. Optional konnte der Laserstrahl mittels einer Strahlaufweitung bestehend aus einer Zerstreuungs- und einer Sammellinse in seinem Querschnitt noch unterschiedlich vergrößert werden. Die Zerstreuungslinse steht dabei zwischen den beiden Spiegeln,

während die Sammellinse hinter dem zweiten Spiegel steht. Die Stromversorgung für die Magnetfeldspulen wurde mit Hilfe des Funktionsgenerators 33522A von der Firma Agilent sichergestellt. So konnte die Stromstärke in einer Dreiecksfunktion im Bereich einige mA über den Nullpunkt hinweg durchgestimmt werden.

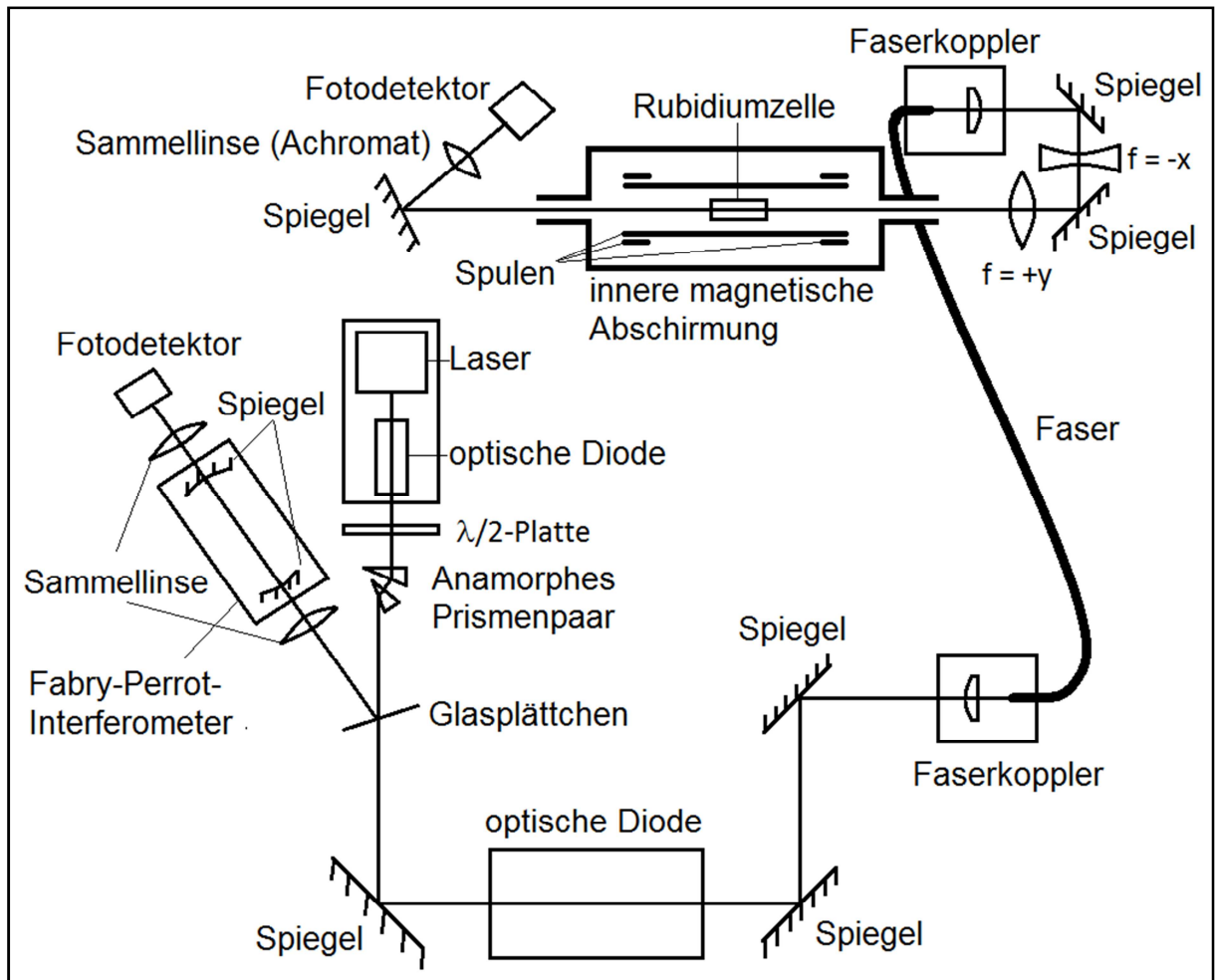


Abb. 26: Aufbau zur Vermessung der Dunkelresonanz mit einer konstanten Laserfrequenz

Da der Funktionsgenerator nur eine Spannung angibt, muss diese über das ohmsche Gesetz

$$R = \frac{U}{I}$$

in einen Strom umgerechnet werden. Der Widerstand der Schaltung mit den Magnetfeldspulen beträgt $1,36 \, \Omega$. Der Spannungsausgang des Funktionsgenerators ist zusätzlich mit einem $50 \, \Omega$ Widerstand versehen. Mit einer Dreiecksspannung zwischen $-5 \, \text{V}$ und $+5 \, \text{V}$ kann der Strom so maximal von $-97 \, \text{mA}$ bis $+97 \, \text{mA}$ variiert werden. Das entspricht nach den Messungen unter Kapitel 3.4. einer magnetischen Flussdichte von $\pm 1,84 \, \text{Gau\ss}$.

In der ersten Messreihe wurde die Leistungsverbreiterung der Dunkelresonanz gemessen. Dabei handelt es sich um einen Linienverbreiterungsmechanismus, der auf dem Austausch von Photonen zwischen dem Lichtfeld und den Atomen beruht. Dieser Austausch wird mit der sogenannten Rabi-Frequenz durchgeführt. Diese ist nach der Formel [11]

$$\Omega = \frac{d \cdot E}{\hbar}$$

mit dem Übergangsdipolmoment d , der Stärke des eingestrahlten Lichtfeldes E (hier überwiegt die elektrische Komponente) und dem reduzierten Planck'schen Wirkungsquantum $\hbar = 1,054571726 \cdot 10^{-34} \text{Js}$ abhängig von der Intensität des Lichtfeldes. Während die natürliche Linienbreite durch die Lebensdauer des angeregten Niveaus und der Energie-Zeit-Unschärfe bestimmt wird, führt bei einem Lichtfeld hoher Intensität die Rabi-Oszillation zwischen dem Lichtfeld und den Atomen zu einer weiteren Verkürzung der Lebensdauer des angeregten Niveaus. Aufgrund der Energie-Zeit-Unschärfe führt dies zu einer Linienverbreiterung. Eine detailliertere Beschreibung findet sich in [12].

Um diese Messung durchzuführen ist es nötig die Leistung des Lichtfeldes, welches durch die Rubidiumzelle geschickt wird, zu variieren ohne dabei die Frequenz des Lichtfeldes zu verändern. Um das zu erreichen wird mittels eines Polarisationsstrahlteilerwürfels und einer $\lambda/2$ -Platte ein variabler Anteil der Laserstrahlung im äußeren Bereich ausgekoppelt. Durch das Drehen der $\lambda/2$ -Platte kann der Anteil der ausgekoppelten Laserstrahlung erhöht oder verringert werden. Der beschriebene Aufbau ist in Abb. 27 dargestellt.

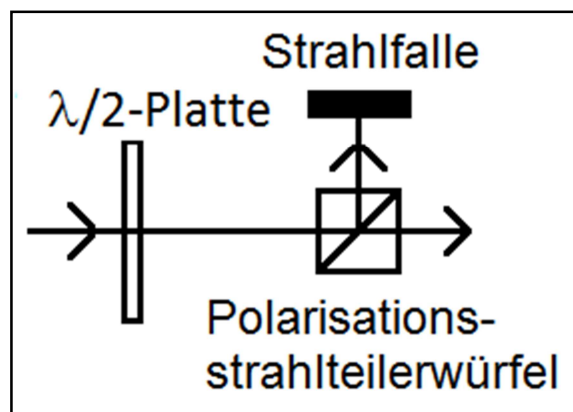


Abb. 27: Strahlabschwächung mittels einer $\lambda/2$ -Platte und eines Polarisationsstrahlteilerwürfels

Die Laserleistung wird bei jeder Messung manuell eingestellt. Zur Messung wird der Leistungsmesser PM100A von der Firma Thorlabs verwendet. Die gemessenen Daten werden zunächst in Abhängigkeit von der Zeit gemessen. Abb. 28 zeigt den Verlauf von 2 gemessenen Dunkelresonanzen. Dabei ist zu

beachten, dass das Signal bei einer geringeren Laserleistung mehr verstärkt wurde und daher dieselbe Amplitude hat.

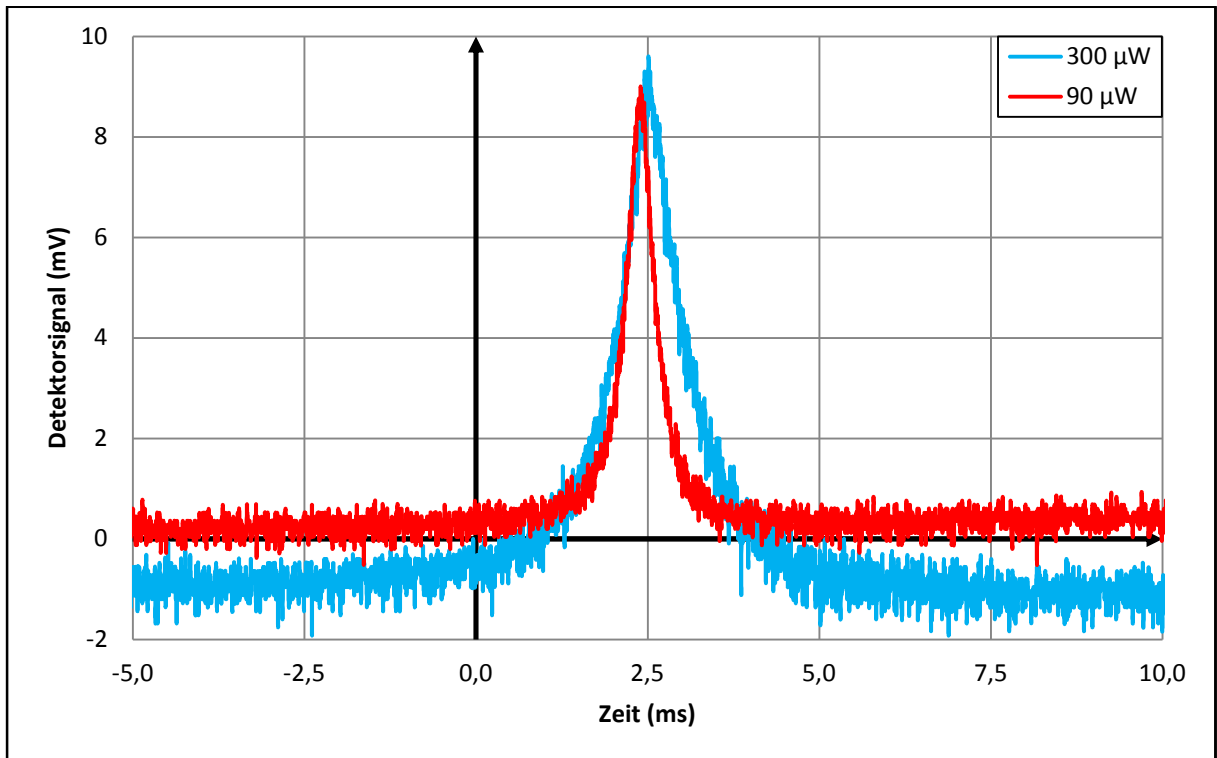


Abb. 28: Verlauf der Dunkelresonanz bei zwei verschiedenen Laserleistungen

Über die Amplitude und die Frequenz der Dreieckfunktion, mit deren Hilfe der Spulenstrom variiert wird, kann die Zeitachse in eine Stromstärkeachse umgerechnet werden. Aus der Stromstärke kann über die Proportionalität aus Kapitel 3.4. die magnetische Flussdichte berechnet werden. Abb. 29 zeigt das Ergebnis der Messreihe. Es zeigt die Halbwertsbreite der Dunkelresonanz aufgetragen über die Laserleistung. Der Strahldurchmesser wurde für die Messung über ein Teleskop auf den 2,5fachen Durchmesser also ca. 7,5 mm aufgeweitet. Mit einem Anstieg der Laserleistung bis ca. 0,5 mW ist ein linearer Anstieg der Halbwertsbreite zu verzeichnen. Wird die Laserleistung noch weiter erhöht, verringert sich der Anstieg allmählich. Die Kurve folgt mit hoher Wahrscheinlichkeit dem Verlauf einer Wurzelfunktion. Dies liegt an der Proportionalität zwischen der Rabi-Frequenz und der Wurzel der Laserleistung.

Die Halbwertsbreiten der Dunkelresonanz wurden mit Hilfe des Zeeman-Effektes aus der Variation der magnetischen Flussdichte im Bereich der Dunkelresonanz berechnet. Dazu wurde aus [13] die Formel

$$\Delta E = h \cdot \Delta f = \mu_B \cdot B \cdot g \cdot m$$

mit $h = 6,62606957 \cdot 10^{-34} \text{Js}$ dem planckschen Wirkungsquantum, $\mu_B = 9,27400968 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}}$ dem bohrschen Magneton, der magnetischen Flussdichte B , dem Landé-Faktor g und m der magnetischen Quantenzahl verwendet. Der Landé-Faktor, auch gyromagnetischer Faktor genannt, ist das Verhältnis des gemessenen magnetischen Moments zu dem magnetischen Moment, das bei dem vorliegenden Drehimpuls nach der klassischen Physik theoretisch zu erwarten wäre und beträgt für Rubidium 85 nach [14] $g = 0,5$. Die Änderung der magnetische Quantenzahl m beträgt 2.

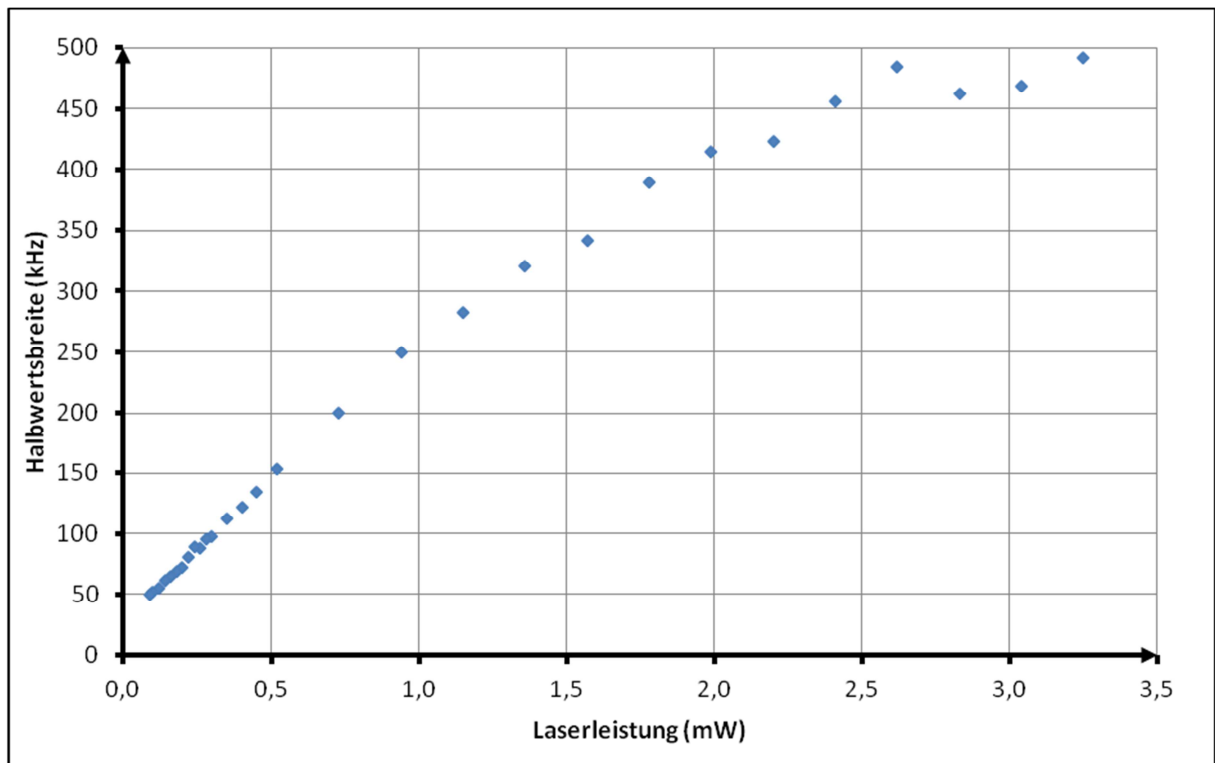


Abb. 29: Die Halbwertsbreite der Dunkelresonanz als Funktion der Leistung des Laserlichts in der Rubidiumzelle

Eine weitere Messreihe hat die Untersuchung des Einflusses des Durchmessers des Laserstrahls auf die Halbwertsbreite der Dunkelresonanz als Ziel. Hierzu wurde die Halbwertsbreite der Dunkelresonanz in Abhängigkeit von der Laserstrahlleistung für zwei Laserstrahldurchmesser gemessen. Der geringere Laserstrahldurchmesser wurde ohne weitere Aufweitung bis zu einer maximalen Laserstrahlleistung von $300 \mu\text{W}$ vermessen. In diesem Bereich befinden sich die Messwerte näherungsweise auf einer Geraden. Dadurch kann die Halbwertsbreite bei einer Laserstrahlleistung von $0 \mu\text{W}$ mit Hilfe einer linearen Funktion approximiert werden. Eine zweite Kurve wurde mittels eines aufgeweiteten Laserstrahls aufgenommen. Die Aufweitung wurde durch eine Zerstreuungslinse mit einer Brennweite $f = -50 \text{ mm}$ und einer Sammellinse mit einer Brennweite $f = 100 \text{ mm}$ erreicht. Damit konnte der Laserstrahldurchmesser näherungsweise verdoppelt werden. Abb. 30 zeigt die gemessenen Halbwertsbreiten. Es ist zu sehen, dass eine Vergrößerung des Laserstrahldurchmessers eine Verringerung der gemessenen Halbwertsbreite der Dunkelresonanz zur Folge hat. Vergleicht man die

Werte für 0 μW Laserstrahlleistung, so ist die Halbwertsbreite bei unaufgeweitetem Strahl etwa 2,5mal größer als bei dem aufgeweitetem Strahl. Der Unterschied entsteht vor allem durch die Durchflugsverbreiterung. Diese kommt dadurch zu Stande, dass die Atome nicht an Ort und Stelle verweilen sondern sich bewegen. Sie fliegen also in den Laserstrahl hinein und wieder heraus. Dies bewirkt, dass die Atome den Laserstrahl in Form eines Pulses wahrnehmen, dessen Pulslänge vom Durchmesser des Laserstrahls und von der Geschwindigkeit der Atome abhängt. Je schmaler der Laserstrahl und je schneller die Atome, desto geringer die Pulslänge und damit desto größer die Frequenzbandbreite des Pulses. Die Steigung der blauen Gerade ist vier Mal so groß wie die der roten Geraden. Das liegt an der veränderten Leistungsdichte des Laserstrahls; sie hängt quadratisch vom Strahldurchmesser ab und führt daher bei halbem Durchmesser zur vierfachen Steigung.

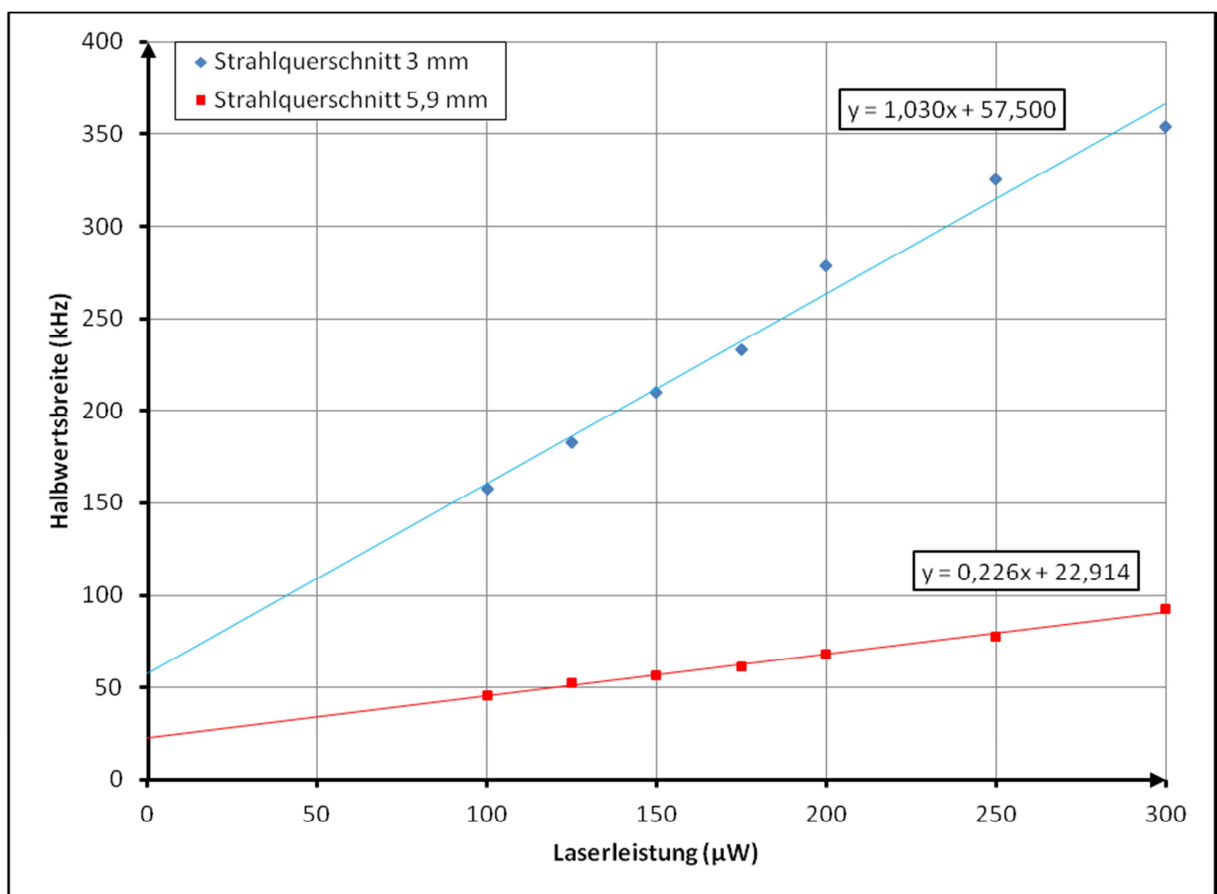


Abb. 30: Vermessung der Halbwertsbreiten der Dunkelresonanz bei unterschiedlichen Laserstrahldurchmessern

Zum Vergleich wurde das Profil des Laserstrahls bei beiden Durchmessern vermessen. Das Ergebnis ist in Abb. 31 zu sehen. Die Strahlen weisen eine leichte Elliptizität auf. Vom Leistungsmaximum in der Mitte des Laserstrahls fällt die Leistung zu allen Seiten hin gaußförmig ab. Der Durchmesser des unaufgeweiteten Strahls beträgt 3 mm und der des aufgeweiteten Strahls 5,9 mm.

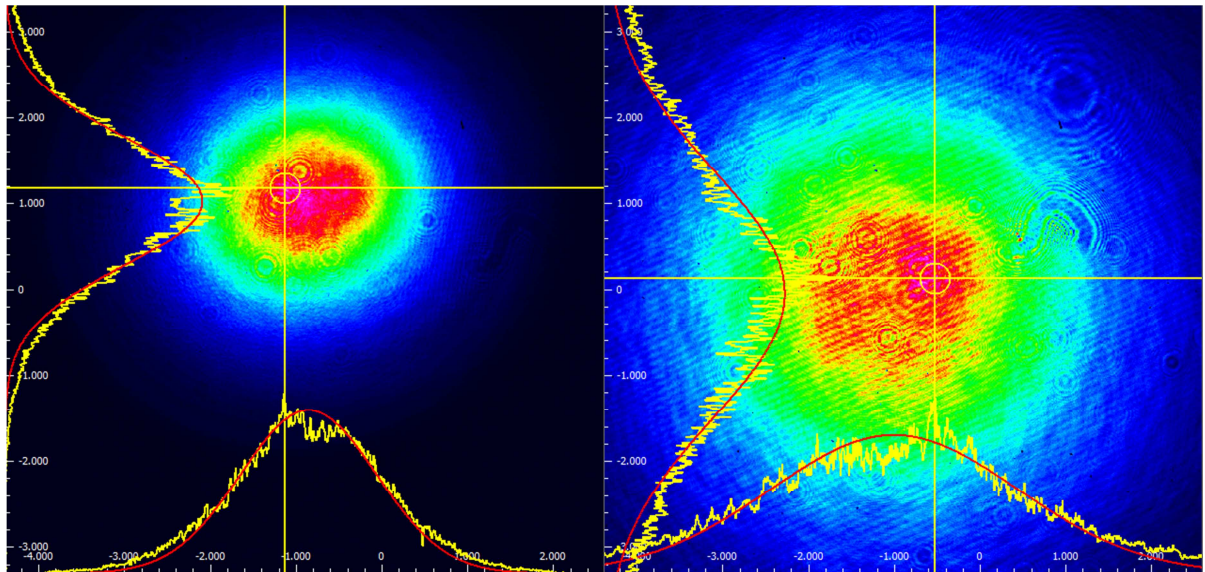


Abb. 31: Strahlprofil des unaufgeweiteten (links) und des aufgeweiteten (rechts) Laserstrahls

4.2. Messreihen mit konstantem Magnetfeld

Gegenstand der zweiten und umfangreicheren Messreihen war es die Dunkelresonanzen mittels zweier sich in ihrer Frequenz leicht unterscheidender Lichtfelder sichtbar zu machen. Dazu sollte der Effekt der Zeeman-Verschiebung von Zeeman-Unterniveaus beim Anlegen eines Magnetfeldes ausgenutzt werden. Diese Verschiebung ist abhängig von der magnetischen Flussdichte. Ein Beispiel für so eine Verschiebung ist in Abb. 32 zu sehen. Das Λ -System, welches für die Dunkelresonanz nötig ist, wird dabei durch die Kopplung von zwei verschobenen Zeeman-Unterniveaus an ein Niveau des $5^2P_{3/2}$ -Niveaus erzeugt.

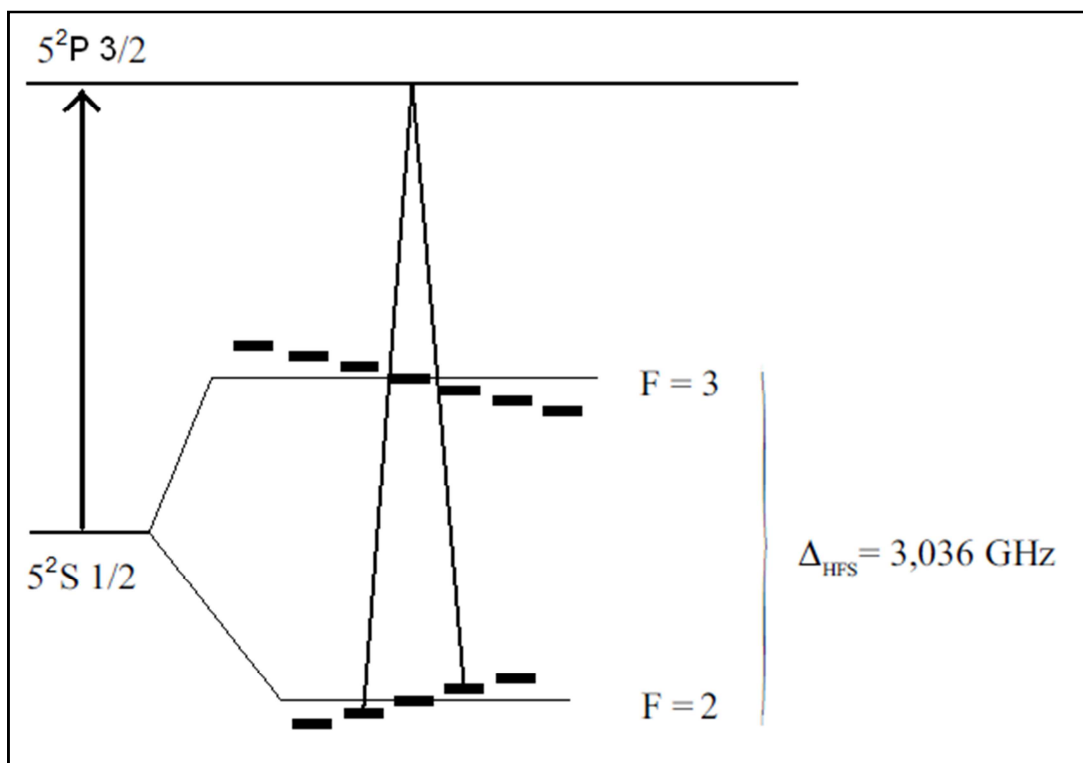


Abb. 32: Beispiel für die Zeeman-Verschiebung der Zeeman-Unterniveaus beim Anlegen eines Magnetfeldes

Dazu wurde ein Aufbau gewählt bei dem das anfängliche Lichtfeld mit Hilfe eines 50:50-Strahlteilerwürfels auf zwei Wege aufgeteilt wurde. Auf beiden Strahlwegen wurde die Frequenz des Lichtfeldes durch AOMs leicht verschoben. Ein Lichtfeld erfuhr dabei eine konstante Frequenzverschiebung von 400 MHz, während das andere Lichtfeld eine periodische Frequenzverschiebung von minimal 300 MHz und maximal 500 MHz erfahren hat. Der Aufbau mit den beiden AOMs wurde in Kapitel 3.3. (Abb. 19 und Abb. 20) erläutert. Die beiden Lichtfelder werden separat mittels Lichtleitfasern in den inneren Bereich geführt und dort über einen Polarisationsstrahlteilerwürfel wieder übereinander gelegt. Ein $\lambda/4$ -Plättchen sorgt dafür, dass beide Lichtfelder zirkular polarisiert werden. Bevor die Lichtfelder auf die Rubidiumgaszelle treffen, werden sie noch aufgeweitet. Hinter der Rubidi-

umgaszelle werden die Lichtfelder durch eine Sammellinse auf einen Fotodetektor fokussiert und dort in eine Spannung umgewandelt. Der gesamte Aufbau ist in Abb. 33 dargestellt.

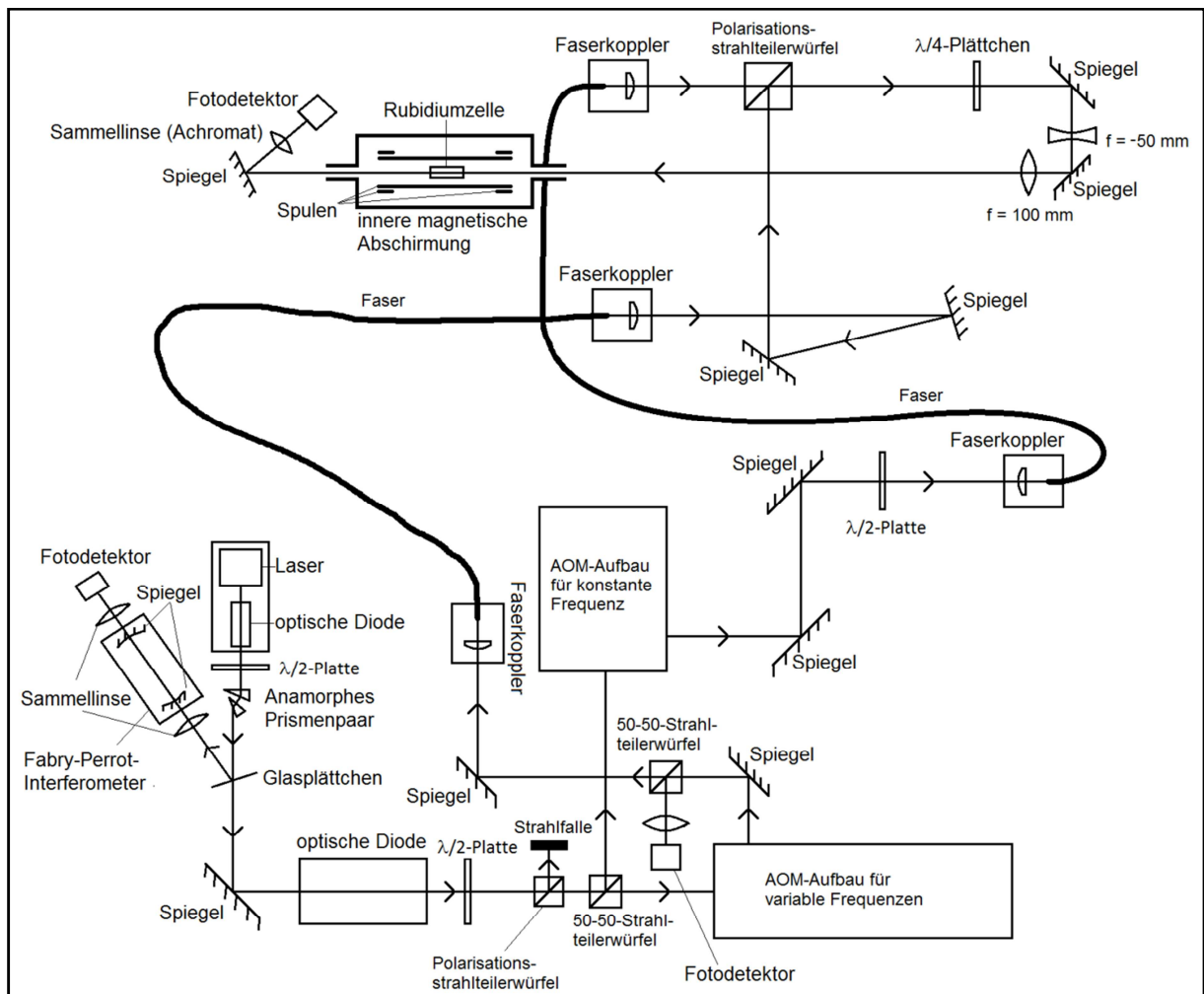


Abb. 33: Aufbau zur Messung von Dunkelresonanzen mit zwei in ihrer Frequenz unterschiedlich verschobenen Lichtfeldern

Aufgrund einiger niederfrequenter Störsignale, welche vermutlich durch Vibrationen und Erschütterungen des Aufbaus hervorgerufen wurden, wurde zusätzlich ein Referenzsignal aus dem Lichtfeld mit einer variablen Frequenzverschiebung gewonnen und mit Hilfe eines Differenzenverstärkers mit dem Messsignal überlagert.

Die Leistungen der beiden Lichtfelder wurden einerseits über eine Kombination aus einer $\lambda/2$ -Platte und einem Polarisationsstrahlteilerwürfel und andererseits über die Amplitude der HF-Signale, die an den beiden AOMs anliegen, gesteuert. Sie wurden so eingestellt, dass die auf dem Fotodetektor registrierte Leistung beider Strahlen möglichst identisch ist.

Bei welcher Modulationsfrequenz die Dunkelresonanz auftrat war abhängig von der angelegten magnetischen Flussdichte. Vergrößert man letztere, so wandert die Dunkelresonanz vom „Scanmittelpunkt“ nach außen. Der Scanmittelpunkt bezeichnet dabei die Position auf der Zeit- bzw. Modulationsfrequenzachse, die dem Punkt entspricht, an dem die beiden Lichtfelder die gleiche Frequenzverschiebung erfahren. Die Verschiebung bei einer Dunkel- und einer Hellresonanz gingen dabei immer in entgegengesetzte Richtungen. In Abb. 34 ist dies dargestellt.

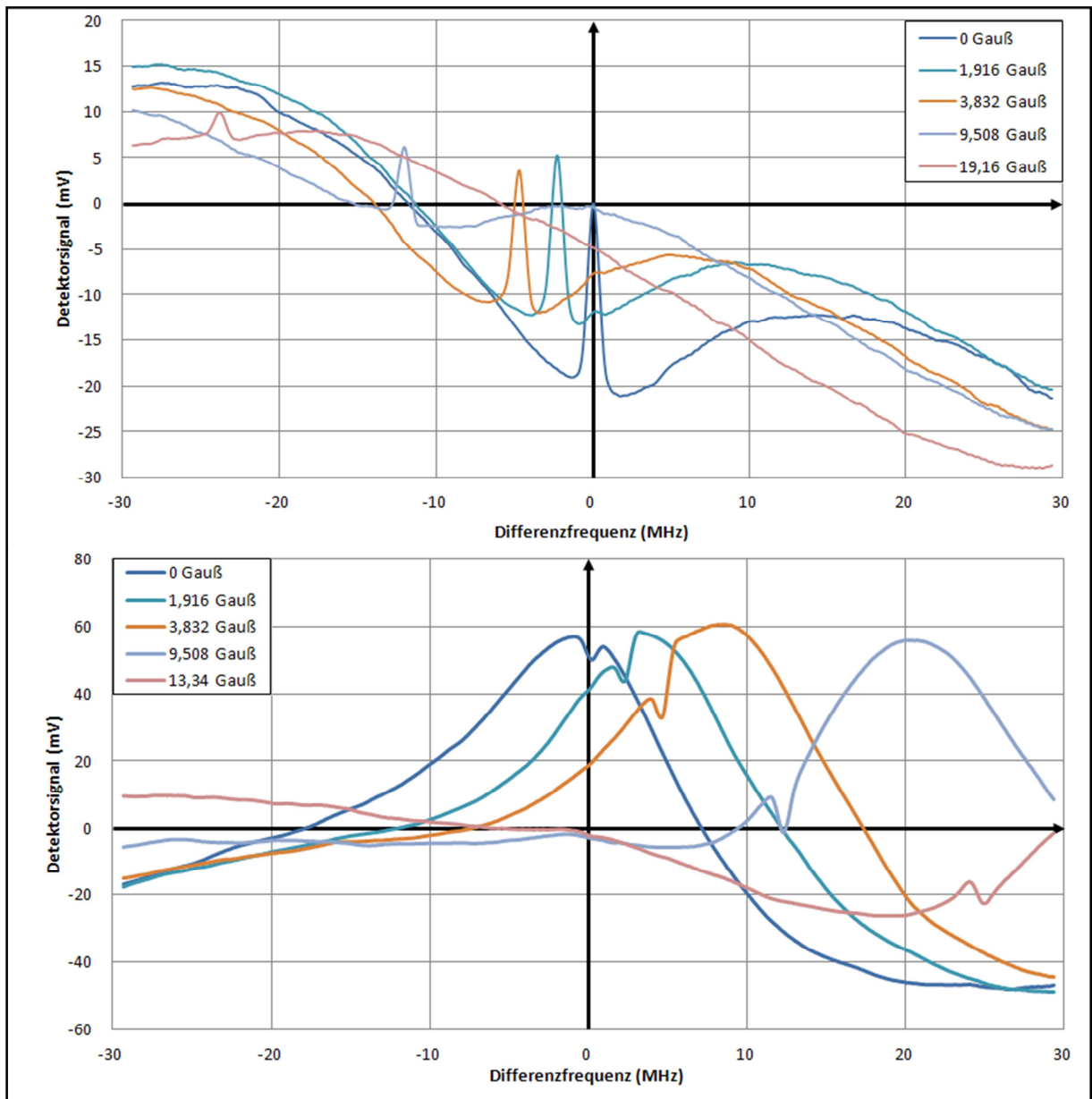


Abb. 34: Verschiebung der Dunkelresonanzen (oben) und Hellresonanzen (unten) mit steigender magnetischer Flussdichte im Vergleich

Wie bei den vorherigen Messreihen wurde auch hier die Halbwertsbreite der Dunkelresonanz bei verschiedenen Laserleistungen vermessen (Abb. 35). Es wurde dazu ein konstantes Magnetfeld mit

einer magnetischen Flussdichte von ca. 1,916 Gauß erzeugt. Da in diesem Fall die Laserfrequenz moduliert wurde, konnte der Zeitachse direkt eine Frequenzachse zugeordnet werden.

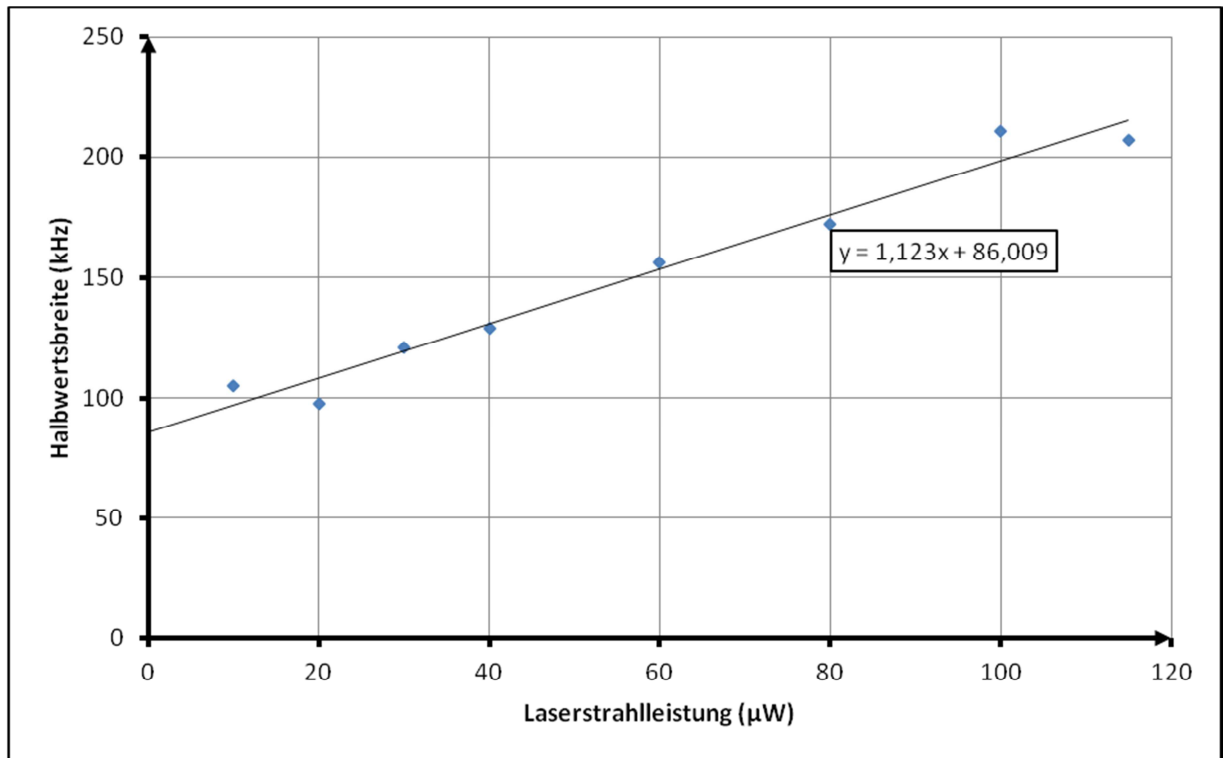


Abb. 35: Halbwertsbreite der Dunkelresonanz bei unterschiedlichen Laserleistungen

Im Vergleich zu den vorherigen Messreihen zeigt hier die Extrapolation auf eine verschwindende Laserleistung eine deutlich höhere Halbwertsbreite. Trotz desselben Lichtfelddurchmessers scheint hier ein weiterer Verbreiterungsmechanismus, neben der Durchflugsverbreiterung, die Verbreiterung der Dunkelresonanz zu verursachen.

Wie bereits zuvor erwähnt wurde, ist die Position der Dunkelresonanz abhängig von der angelegten magnetischen Flussdichte. Abb. 36 zeigt die Position der Dunkelresonanz bei verschiedenen magnetischen Flussdichten. Über den Spulenstrom wurde die magnetische Flussdichte schrittweise zwischen 0 Gauß und 19,16 Gauß variiert. Neben der Verschiebung der Dunkelresonanz nimmt auch deren Intensität ab. Dies könnte daran liegen, dass die Ablenkeffizienz des AOMs mit einer zunehmenden Entfernung zu seiner Zentralfrequenz abnimmt. Der Abstand zur Zentralfrequenz beträgt bei dieser Messung im Maximum 30 MHz.

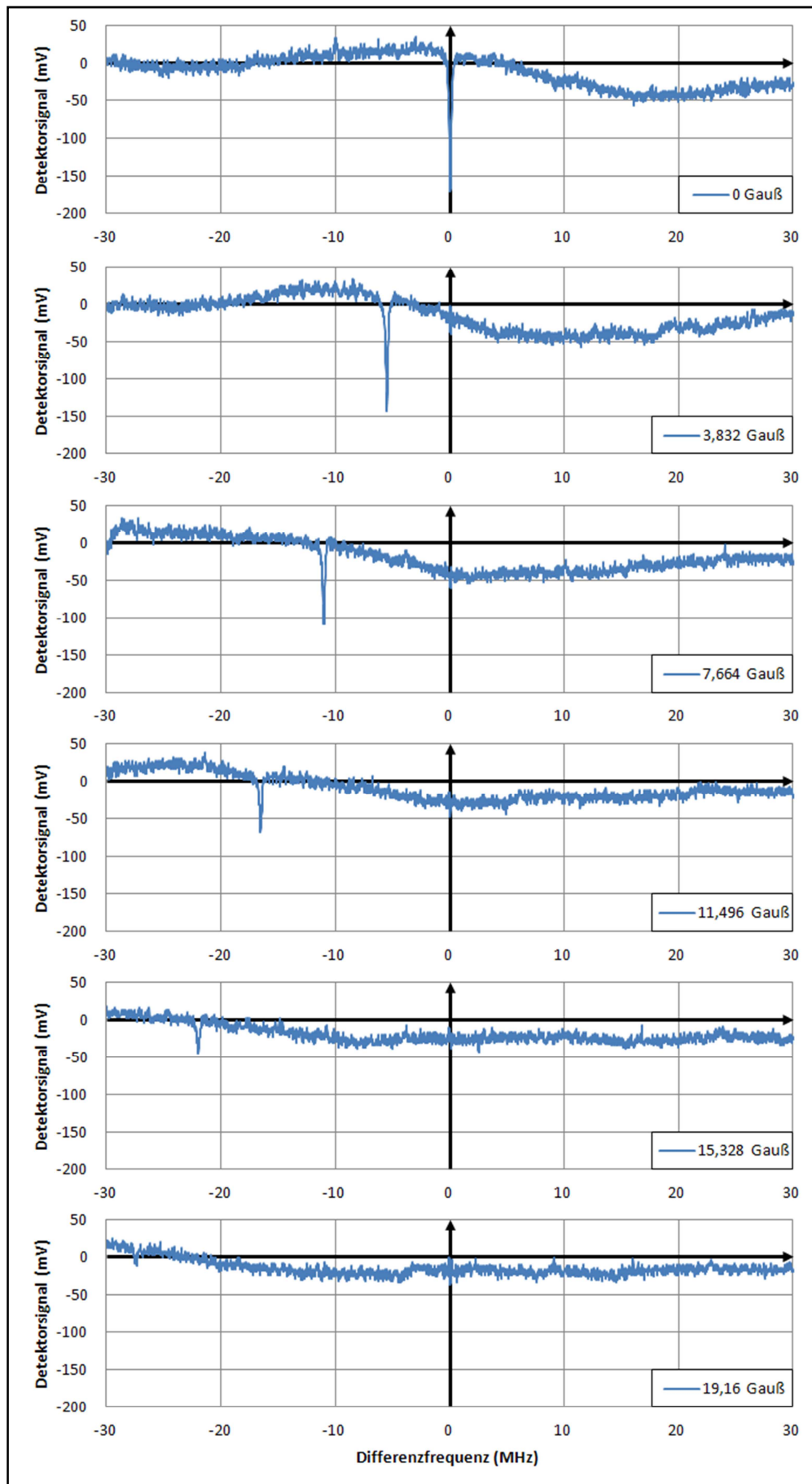


Abb. 36: Verlauf der Dunkelresonanzen bei verschiedenen Spulenströmen.

Die Verschiebung der Dunkelresonanzen mit steigender magnetischer Flussdichte wurde vermessen und in Abb. 37 mit den theoretischen Werten verglichen. Diese wurden mittels der bereits erwähnten Formel

$$\Delta E = h \cdot \Delta f = \mu_B \cdot B \cdot g \cdot m$$

berechnet. Wie zu erkennen ist, ist die Verschiebung linear mit der magnetischen Flussdichte verknüpft. Die Abweichungen zwischen der theoretischen Kurve und der gemessenen beträgt weniger als 3 %. Diese Abweichungen können beispielsweise auf die lediglich über eine kalibrierte Proportionalitätskonstante berechnete magnetische Flussdichte zurückgeführt werden. Ein ebenso möglicher Fehler liegt in der Bestimmung der Frequenzverschiebung. Diese wurde mittels einer Antenne als Proportionalität zwischen der eingestellten Scanamplitude in Volt und der daraus resultierenden Frequenzverschiebung bestimmt.

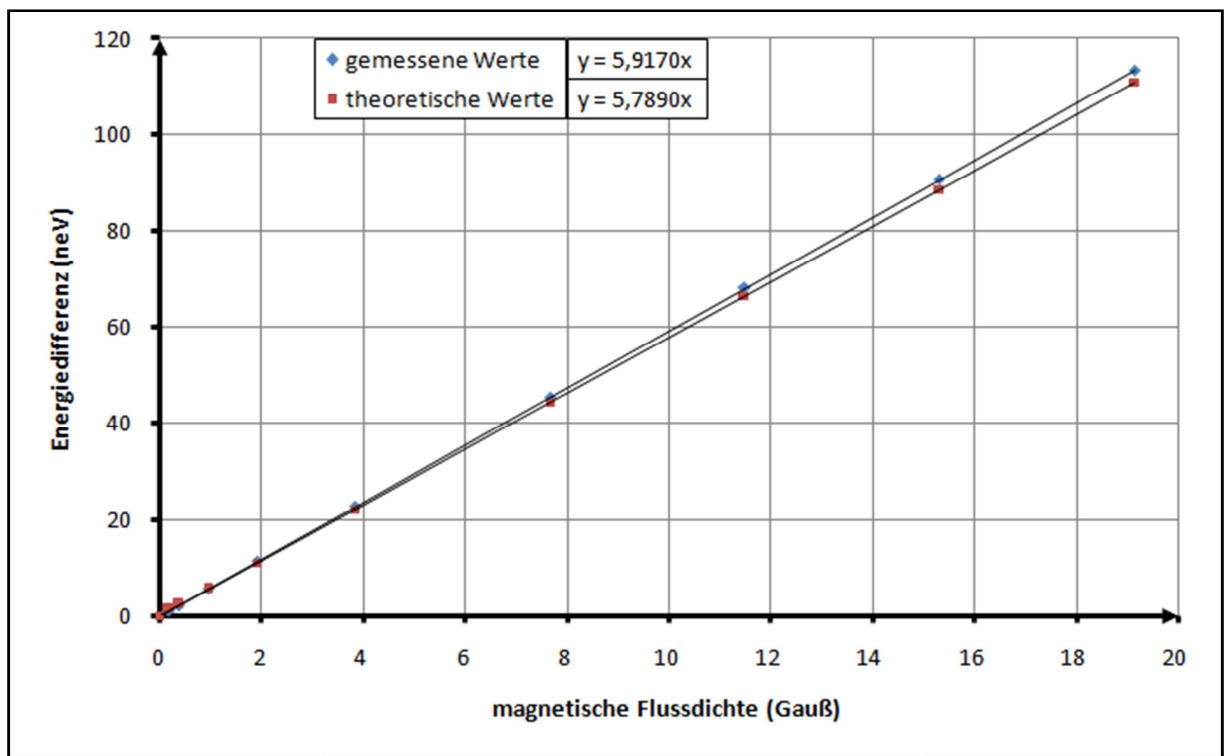


Abb. 37: Verschiebung der Dunkelresonanz mit steigender magnetischer Flussdichte und Vergleich mit theoretisch berechneten Werten.

Die zuvor erwähnten Messungen wurden bei einer Stellung des $\lambda/4$ -Plättchens bei 322° durchgeführt. Wird jedoch diese Stellung verändert, verändern sich auch die Dunkelresonanzen. Bei einer Drehung um 112° auf 210° taucht die Dunkelresonanz auf der entgegengesetzten Seite des Scanmittelpunktes auf. Der Grund dafür liegt vermutlich darin, dass sich die Richtung der zirkularen Polarisation der beiden Strahlen umgekehrt hat. Bei einem Winkel zwischen 210° und 322° zeigt sich neben

den beiden Peaks der Dunkelresonanz auf beiden Seiten des Scanmittelpunktes ein weiteres Maximum. Dieses ist deutlich stärker ausgeprägt als die Dunkelresonanzen, und es liegt genau im Scanmittelpunkt. In der Form zeigt sich ein exponentieller Abfall in beide Richtungen vom Scanmittelpunkt weg. Der Peak ist sehr schmal und verschwindet bei keiner Stellung des $\lambda/4$ -Plättchens vollständig, variiert aber stark in seiner Amplitude. Eine Messkurve bei den 3 markanten Stellungen des $\lambda/4$ -Plättchens ist in Abb. 38 dargestellt.

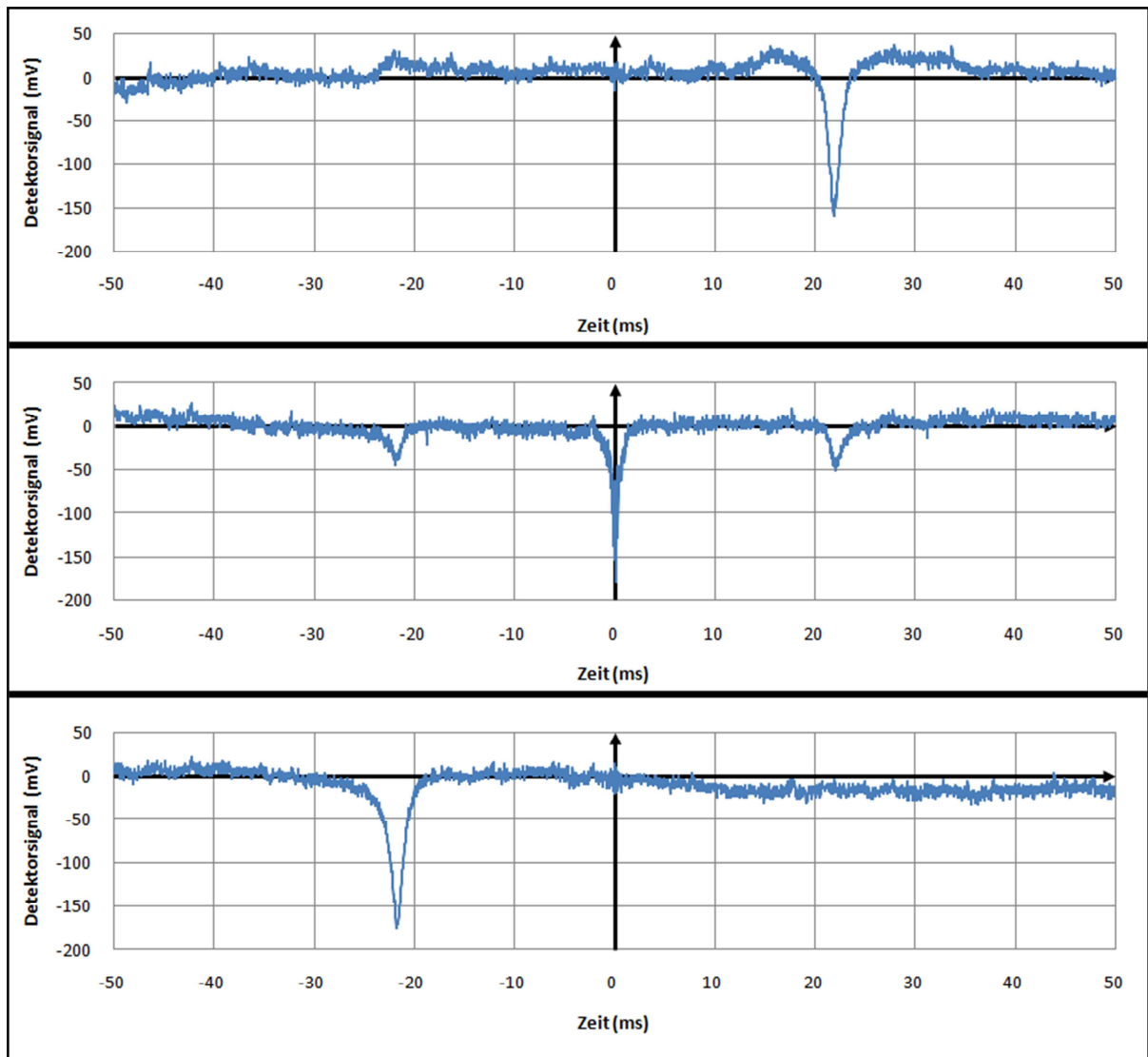


Abb. 38: Verlauf der Messkurve bei verschiedenen Stellungen des $\lambda/4$ -Plättchens. 210° (oben), 262° (Mitte) und 322° (unten)

Bei einer Verringerung der Scanamplitude auf ein Minimum von 200 kHz zeigt sich ein schnelles Oscillieren des Messsignals im Bereich des Scanmittelpunktes. Die Frequenz der Oscillation nimmt dabei vom Scanmittelpunkt nach außen hin zu, während die Amplitude abnimmt. Es zeigen sich einige weitere Frequenzen, bei denen die Frequenz der Oscillation sich zu verlangsamen scheint. Diese stellten sich jedoch bei der Betrachtung mit einem analogen Oszilloskop als Abtastartefakt des digitalen Oszil-

loskops heraus. Weiterhin zeigte sich, dass die Amplitude des Peaks von der magnetischen Flussdichte abhängt. Erhöht man diese steigt auch die Amplitude des Peaks an. In Abb. 39 sind drei Messkurven zu sehen. Die oberste Kurve zeigt den zuvor beschriebenen Verlauf der Oszillationsamplitude über den Scanbereich von 200 kHz. Um die Oszillation besser sichtbar zu machen zeigen das mittlere und das untere Bild lediglich einen Ausschnitt von 60 kHz um den Scanmittelpunkt herum. Bei dem mittleren Bild wurde eine magnetische Flussdichte von 19,16 Gauß angelegt, während bei dem unteren Bild 38,36 Gauß angelegt waren. Die Proportionalität im Amplitudenzuwachs scheint jedoch nicht proportional zu sein. Es handelt sich dabei vermutlich um eine Interferenzerscheinung zwischen den beiden Lichtfeldern, hervorgerufen durch den Faraday-Effekt. Obwohl die beiden Lichtfelder weitestgehend zirkular polarisiert sein sollten, gibt es immer einen Teil der weiterhin linear polarisiert sein wird. Da aber die beiden ursprünglichen Polarisationsrichtungen der beiden Lichtfelder senkrecht aufeinander stehen sollten, wäre zunächst keine Interferenz der beiden Lichtfelder möglich. Durch den Faraday-Effekt werden diese linearen Anteile allerdings gedreht und können so miteinander interferieren. Diese Drehung wird durch die Wechselwirkung der Lichtfelder mit dem Magnetfeld hervorgerufen. Die Drehung wird umso stärker, je größer die magnetische Flussdichte ist und damit nimmt auch die Amplitude des Peaks zu. Der Zusammenhang zwischen der magnetischen Flussdichte B und der Drehung der Polarisationssebene β wird über die Formel

$$\beta = V \cdot d \cdot B$$

aus [15] mit der Länge des Lichtweges d und der Verdet-Konstant V , welche material- und wellenlängenspezifisch ist, beschrieben. Die Oszillation um den Scanmittelpunkt herum zeigt vermutlich das Schwebungssignal zwischen den beiden Lichtfelder, wenn ihre Frequenzen nicht vollständig identisch sind. Mit zunehmender Frequenzdifferenz nimmt die Interferenzfähigkeit der beiden Lichtfelder und damit auch die Amplitude der Oszillation ab.

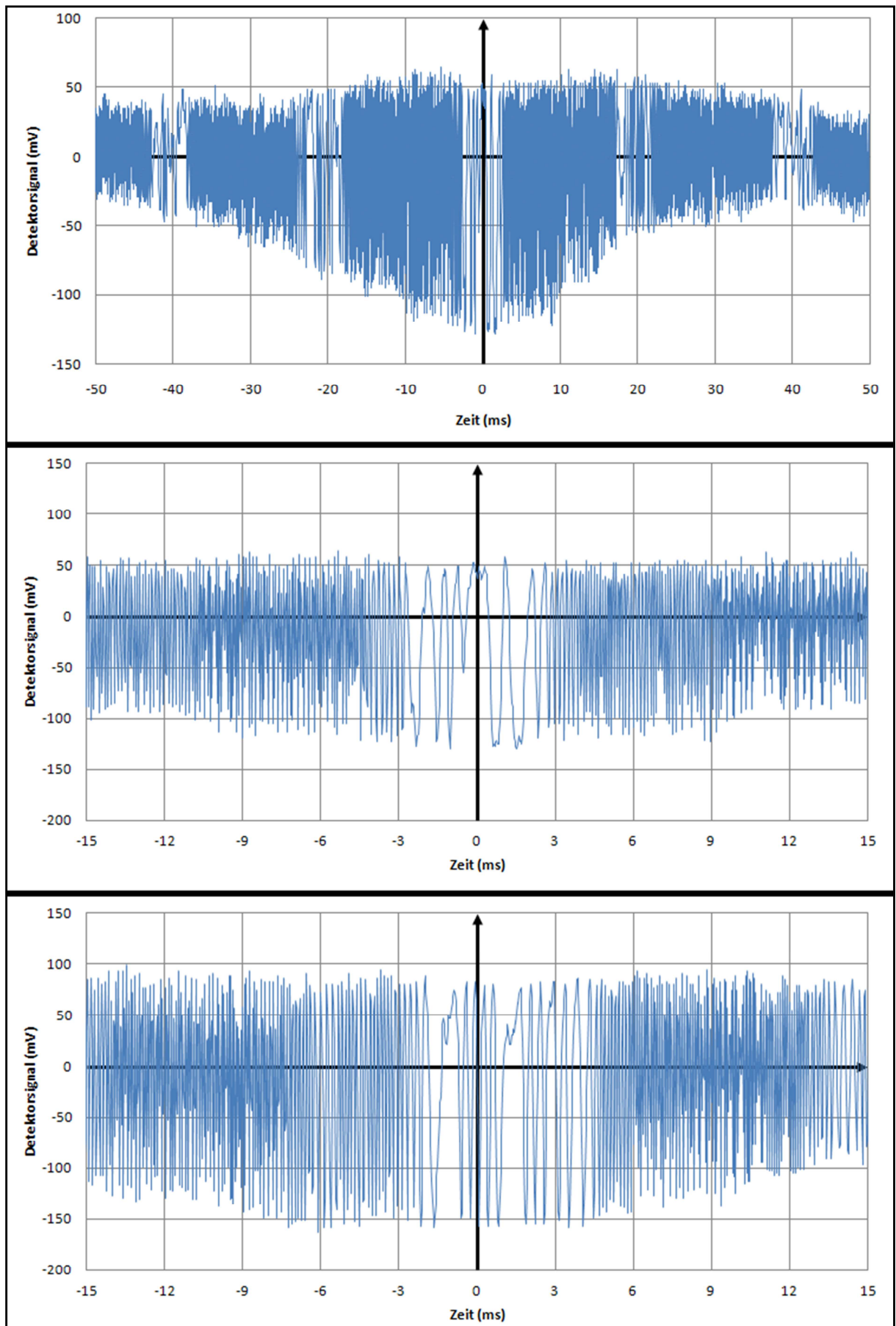


Abb. 39: Verlauf der Messkurve bei minimaler Scanamplitude und einem Spulenstrom von 1 A (oben und Mitte) und 2 A (unten)

5. Zusammenfassung

Die durchgeführten Messungen und die dargestellten Ergebnisse zeigen, dass das Ziel zur Schaffung eines Aufbaus zur präzisen Vermessung von Dunkelresonanzen erreicht wurde. Durch die Trennung der Manipulation der Laserstrahlen im äußeren Bereich und der Versuchskammer im inneren Bereich kann diese Präzision auch über einen langen Zeitraum stabil erreicht werden. Es konnte ein Auflösungsvermögen bis in den unteren zweistelligen kHz-Bereich erreicht werden, ohne dass besondere Anstrengungen hinsichtlich der Justierung unternommen werden mussten. Dadurch konnte die Halbwertsbreite der Dunkelresonanzen auf Sub-kHz-Niveau ausgemessen werden. Ebenso konnten die Auswirkungen des Zeeman-Effektes in Form einer Verschiebung der Dunkelresonanzen bei unterschiedlichen magnetischen Flussdichten bis auf eine Abweichung von 3 % von der Theorie gemessen werden. Die magnetische Flussdichte wurde mittels einer Hallsonde vermessen und im Bereich der Rubidiumzelle konnte eine Homogenität erreicht werden, welche lediglich eine Abweichung von unter 0,1 % zeigte.

Durch den teilweise modulhaften Aufbau der Strahlmanipulation im äußeren Bereich wurde eine große Flexibilität erreicht. Es stehen noch einige bislang ungenutzte Möglichkeiten zur Strahlmanipulation wie beispielsweise der EOM zur Verfügung, so dass eine große Vielfalt weiterer Versuche möglich ist.

Bei den durchgeführten Messungen wurden aber auch einige Probleme aufgezeigt. So ist es nötig, den gesamten Aufbau besonders gegen Vibrationen zu schützen. Ebenso muss beim Aufbau beachtet werden, dass möglichst vibrationsarme und besonders stabile bzw. massive Aufbauten verwendet werden.

6. Ausblick

Zu guter Letzt möchte ich noch einen kleinen Ausblick über weitere mögliche Versuchsreihen und Verbesserungen geben.

Eine mögliche Verbesserung betrifft dabei das Magnetfeld. Wie sich bei den Messungen der magnetischen Flussdichte gezeigt hat, ist der Einfluss der Zusatzspulen für die Homogenität des Magnetfeldes nur bedingt nötig. Bei der momentanen Konfiguration fließen lediglich 16 % des angelegten Spulenstroms über diese Spulen. Der Einfluss der Mu-Metall®-Abschirmung erstreckt sich nicht allein auf die Abschirmung vor äußeren Magnetfeldern. Es zeigte sich ebenso eine Homogenisierung des Magnetfeldes im Vergleich zu einer Messung in Luft. Es könnte einen Versuch wert sein, eine neue Mu-Metall®-Abschirmung zu konstruieren, die sehr dicht an der langen Spule anliegt. Dies könnte das Magnetfeld für die Messungen ausreichend homogen gestalten. Ebenso könnten dazu zunächst einige Simulationen durchgeführt werden.

Es könnten noch weiter Versuche durchgeführt werden, bei denen der EOM zum Einsatz kommt. Hierbei wäre die Kopplung von beiden Grundzuständen des ^{85}Rb oder des ^{87}Rb an ein angeregtes Niveau möglich.

Weiterhin könnte die Bestrahlung der Rubidiumzelle mit blauem bzw. nahem UV-Licht und deren Auswirkungen auf die Dunkelresonanzen bzw. auf die Durchflugsverbreiterung untersucht werden.

Ein weiterer interessanter Aspekt wäre die Untersuchung zu den Auswirkungen einer Paraffinbeschichtung an der Innenwand der Rubidiumzelle auf die Durchflugsverbreiterung. Ferner könnte man die Rb-Zelle heizen und bei dem erhöhten Gasdruck Experimente zu elektromagnetisch induzierter Transparenz und langsamem Licht durchführen.

Es gibt mit Sicherheit noch viele weitere Versuche die durchgeführt werden können. Eben das war ja der Sinn dieser Arbeit: Zukünftigen Bachelor-Studierenden der Physik eine Möglichkeit zu geben im Rahmen ihrer Bachelor-Arbeit Präzisionsspektroskopie an Rubidium durchführen zu können.

V. Literaturverzeichnis

- [1] Erwin Wilhelm Müller: „Das Feldionenmikroskop“. Z. Phys. 131, 136, 1951
- [2] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P.E.T., H. Dehmelt: „Optical Sideband Cooling of Visible Atom Cloud Confined in Parabolic Well“. Phys.Rev.Lett. 41, 233, 1978
- [3] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, H. Dehmelt, P.E.T.: „Visual Observation and Optical Cooling of Electrodynamically Contained Ions“. Appl.Phys. 17, 123-129, 1978
- [4] Hendrik Richter: „Phasenstabiles Diodenlasersystem zur Dunkelresonanzspektroskopie an ^{85}Rb “. Institut für Laser-Physik der Universität Hamburg, Dezember 2002
- [5] Alexander Lambrecht: „Zeitaufgelöste Spektroskopie an einer Dunkelresonanz von ^{87}Rb “. Albert-Ludwigs-Universität Freiburg Fakultät für Mathematik und Physik, 28.Juli 2011
- [6] J. Jahns: „Photonik – Grundlagen, Komponenten und Systeme“. München, Wien, Oldenburg, 2001
- [7] E. Hecht: „Optik“. 4. Auflage, Oldenbourg Verlag, 2005
- [8] Helmbrecht Bauer: „Lasertechnik: Grundlagen und Anwendungen“. Vogel-Verlag, Würzburg, 1991
- [9] E.A.Donley, T.P.Heavner, F.Levi, M.O.Tataw, S.R.Jefferts: „Double-pass acousto-optic modulator system“. Rev. Sci. Instrum. 76, 063112, 2005
- [10] W. Demtröder: „Experimentalphysik 2 – Elektrizität und Optik“. 5. Auflage. Springer Verlag, Berlin, 2009
- [11] Dieter Meschede: „Gerthsen Physik“. 24.Ausgabe, Springer DE, 2010
- [12] Daniel Linnemann: „Aufbau und Frequenzstabilisierung eines Diodenlasers“. Fakultät für Physik und Astronomie der Universität Heidelberg, 2010
- [13] H. Haken, H.C.Wolf: „Atom- und Quantenphysik“. 8.Auflage, Springer Berlin Heidelberg, New York, 2004

- [14] E.K.Dunn: „Lande g-factor of Rb^{85} and Rb^{87} from Optical Pumping”. University of Kansas Physics Dept., 1.November 2011

- [15] H. Haken, H.C. Wolf: „Atom- und Quantenphysik“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000

VI. Anhang

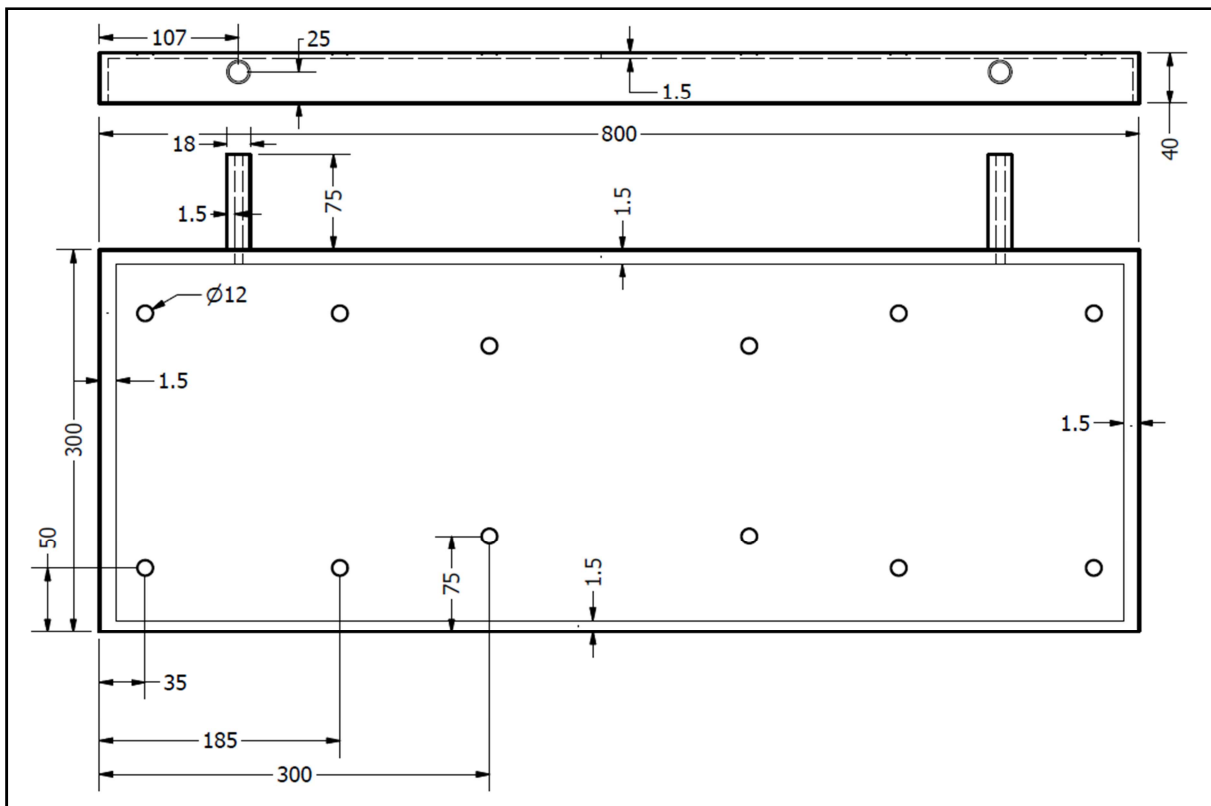


Abb. 40: Grundplatte der äußeren magnetischen Abschirmung

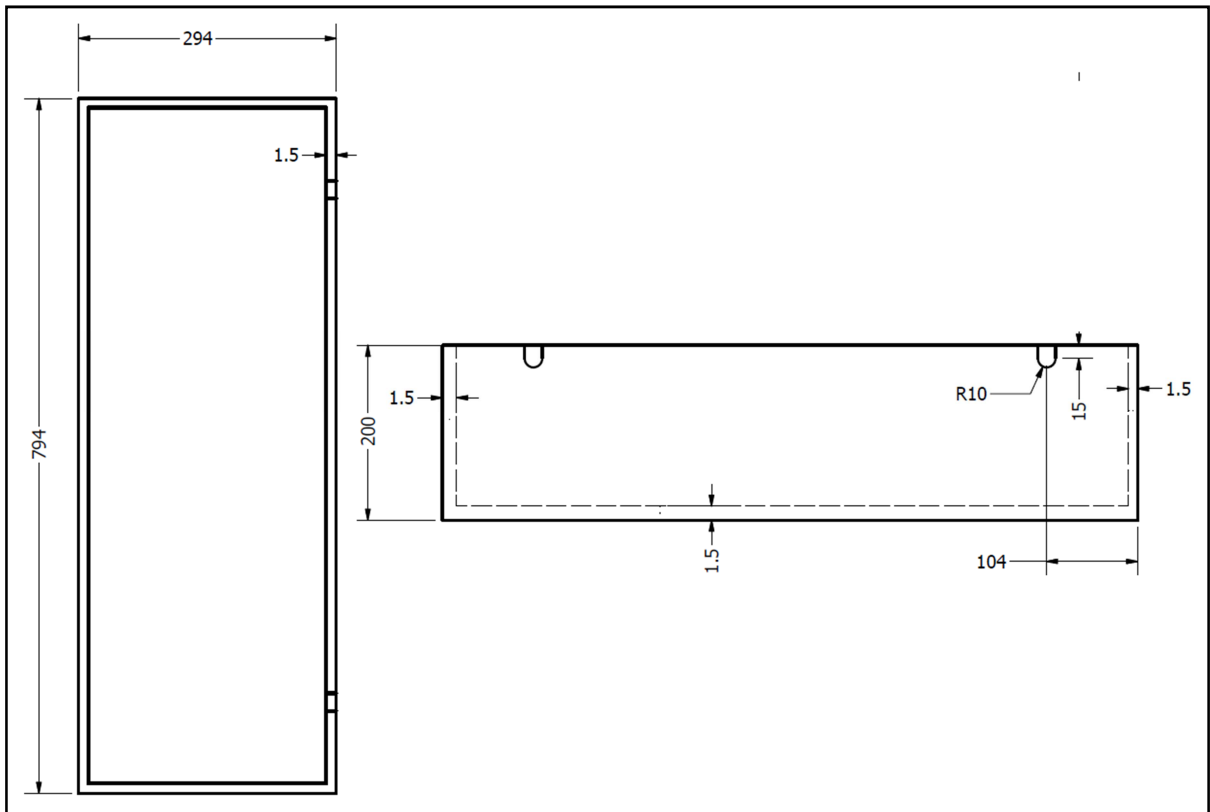


Abb. 41: Deckel der äußeren magnetischen Abschirmung. Es wurden zusätzlich noch 2 Griffe an den kurzen Seiten angebracht

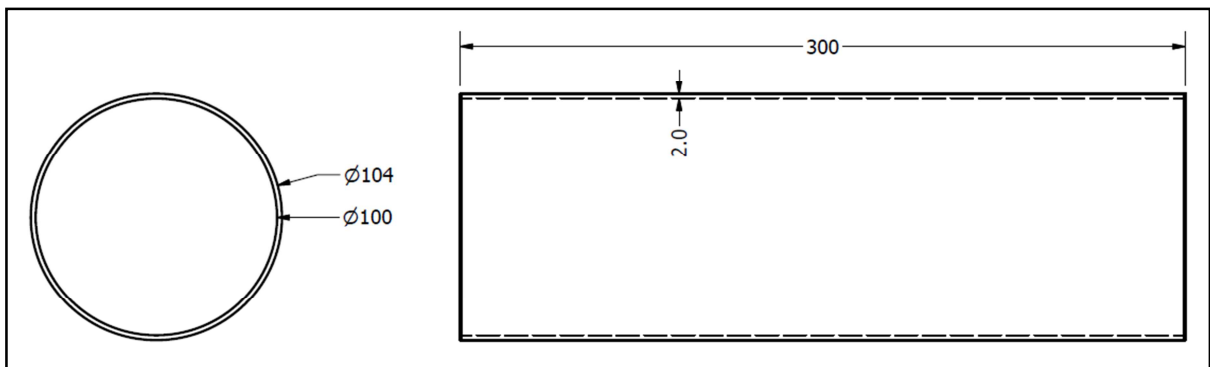


Abb. 42: Rohr der inneren magnetischen Abschirmung

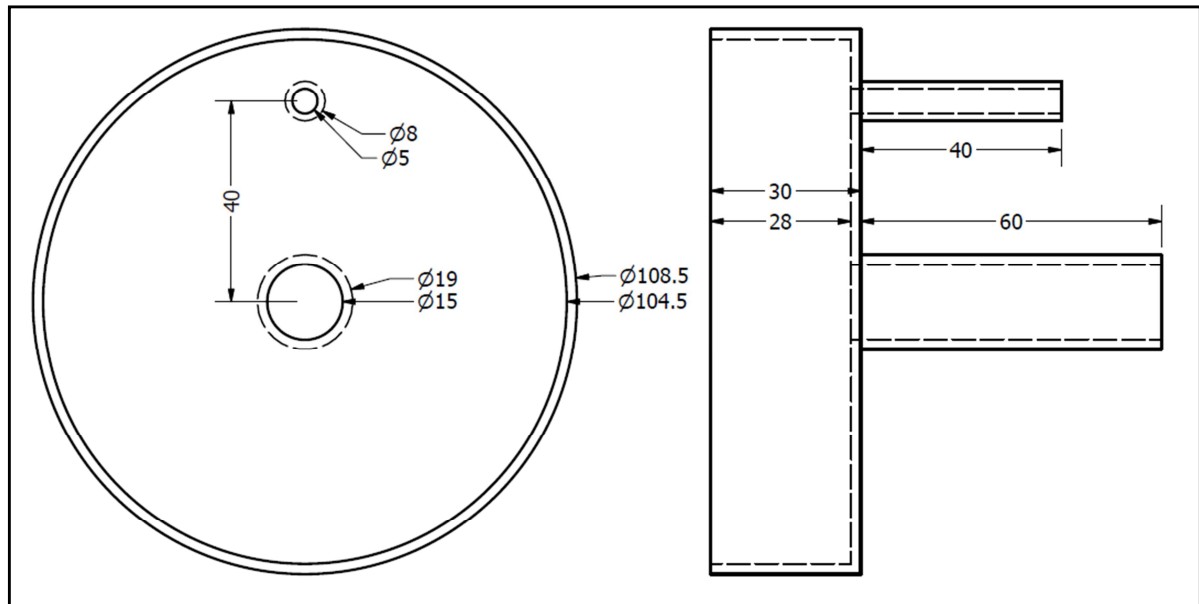


Abb. 43: Stülpdeckel der inneren magnetischen Abschirmung

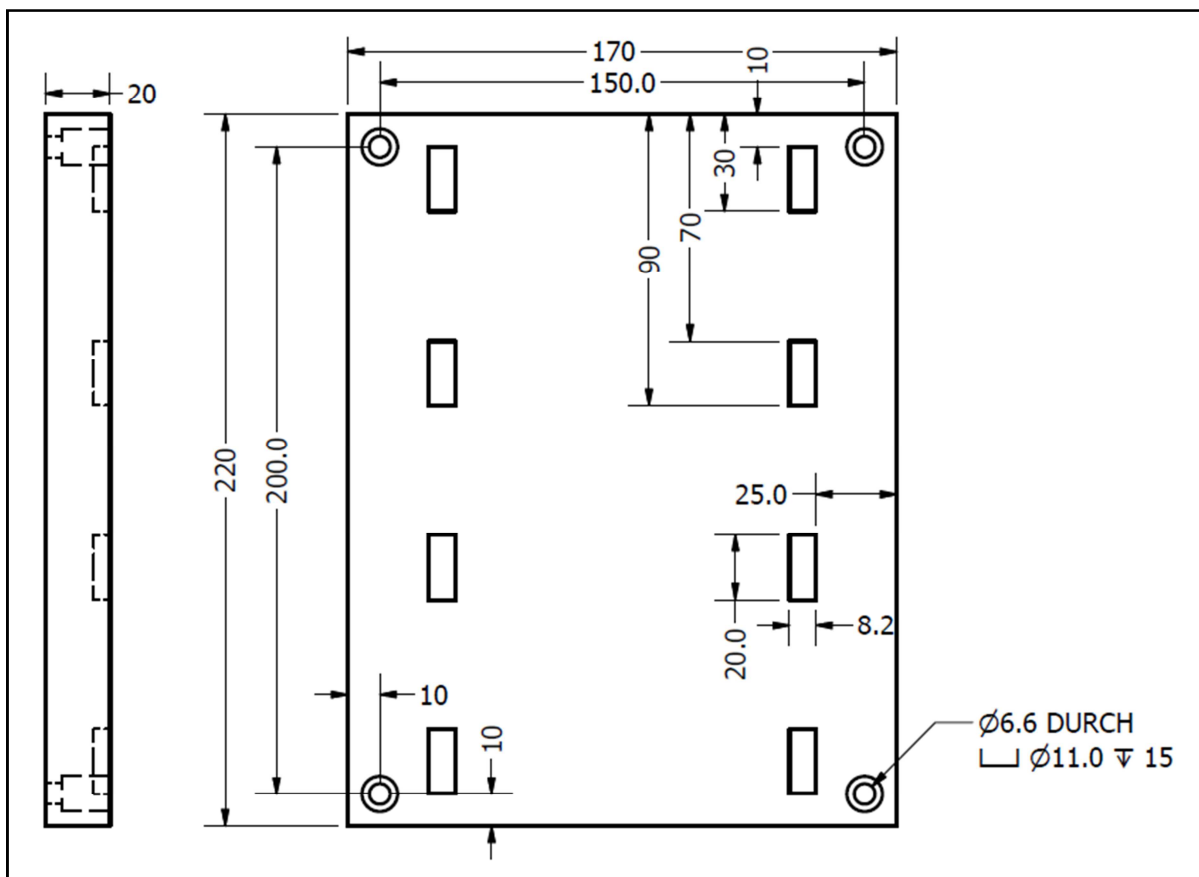


Abb. 44: Grundplatte der Halterung der inneren magnetischen Abschirmung. Die Halterung wird in die rechteckigen Vertiefungen gesteckt

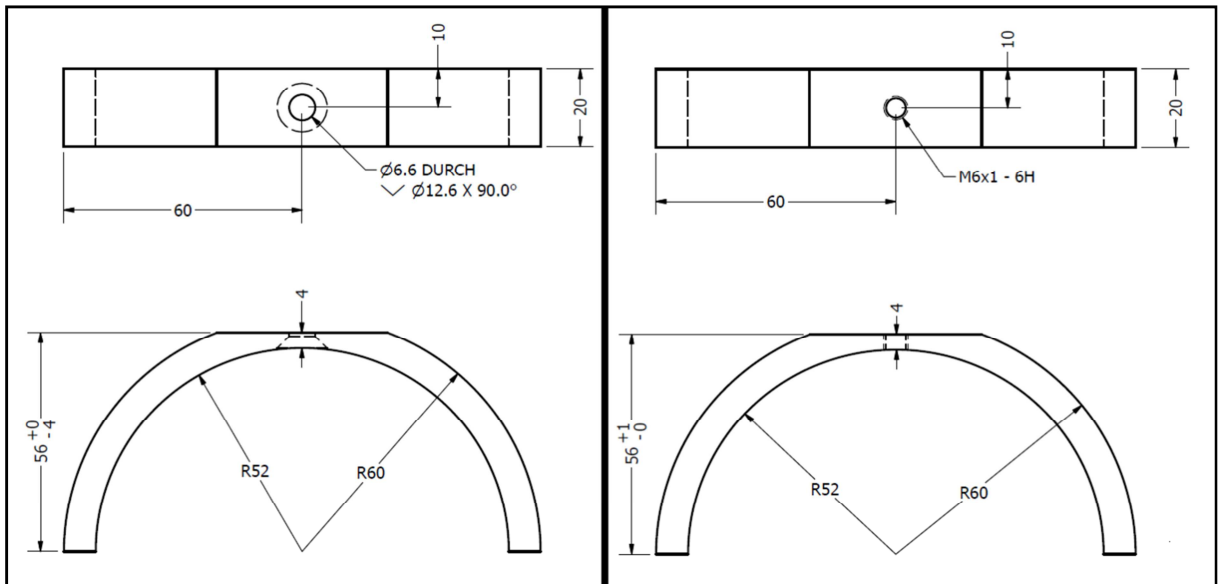


Abb. 45: Halterung der inneren magnetischen Abschirmung. Die beiden Teile wurden in vierfache Ausfertigung hergestellt und mit einer Messingschraube miteinander verbunden. (links: oben, rechts: unten)

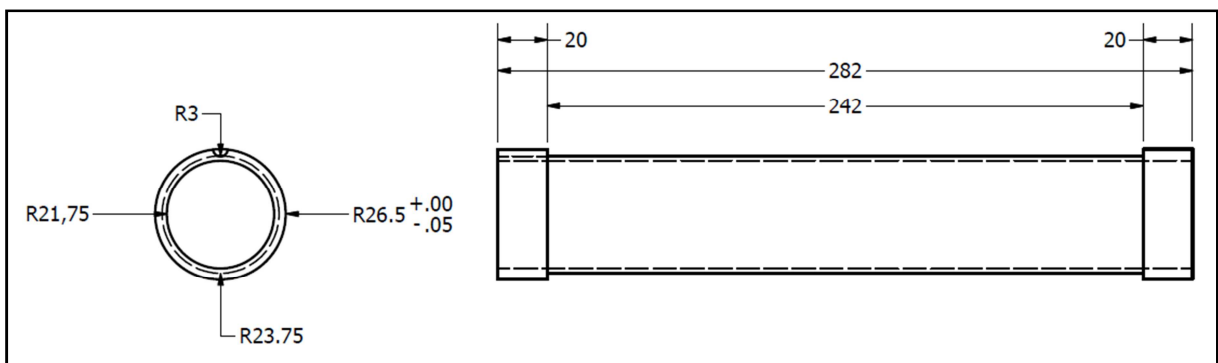


Abb. 46: Halterung für die lange Spule. Die Stromzufuhr wurde über die kleine Vertiefung an der einen Seite gewährleistet.

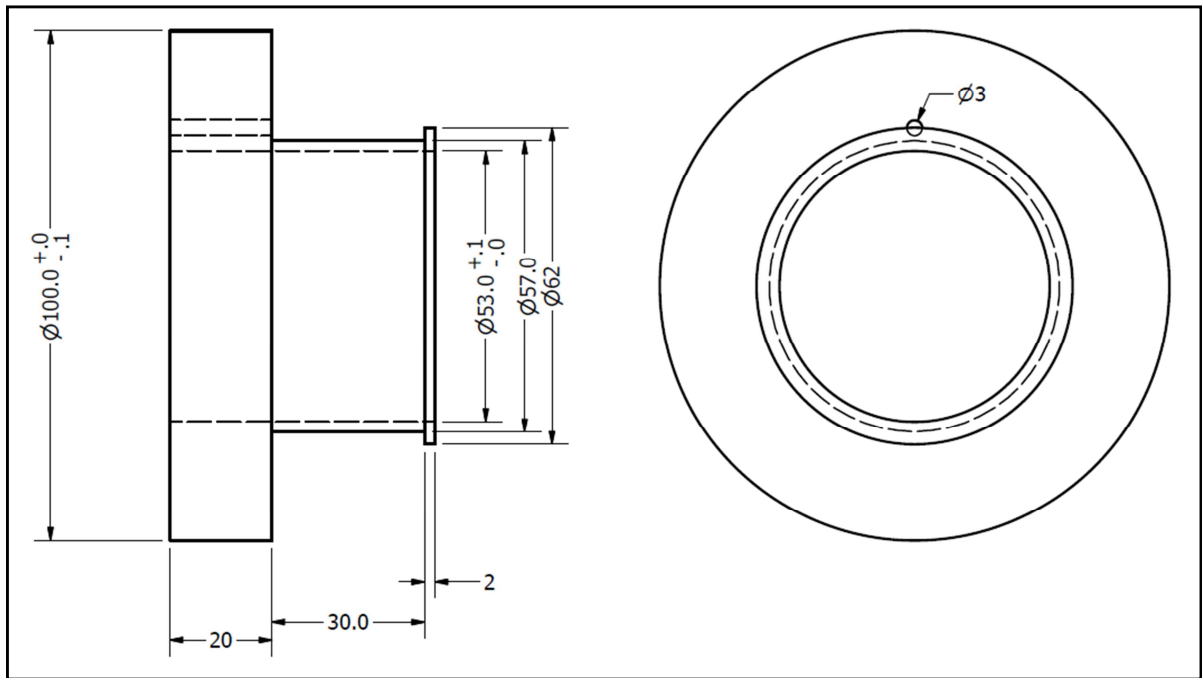


Abb. 47: Halterung der Zusatzspulen. Der Außendurchmesser entspricht dem Innendurchmesser des Rohres der inneren magnetischen Abschirmung sodass es nahezu kein Spiel gibt. Sie ist mit hier nicht eingezeichneten Kunststoffschrauben mit der Halterung für die lange Spule verbunden

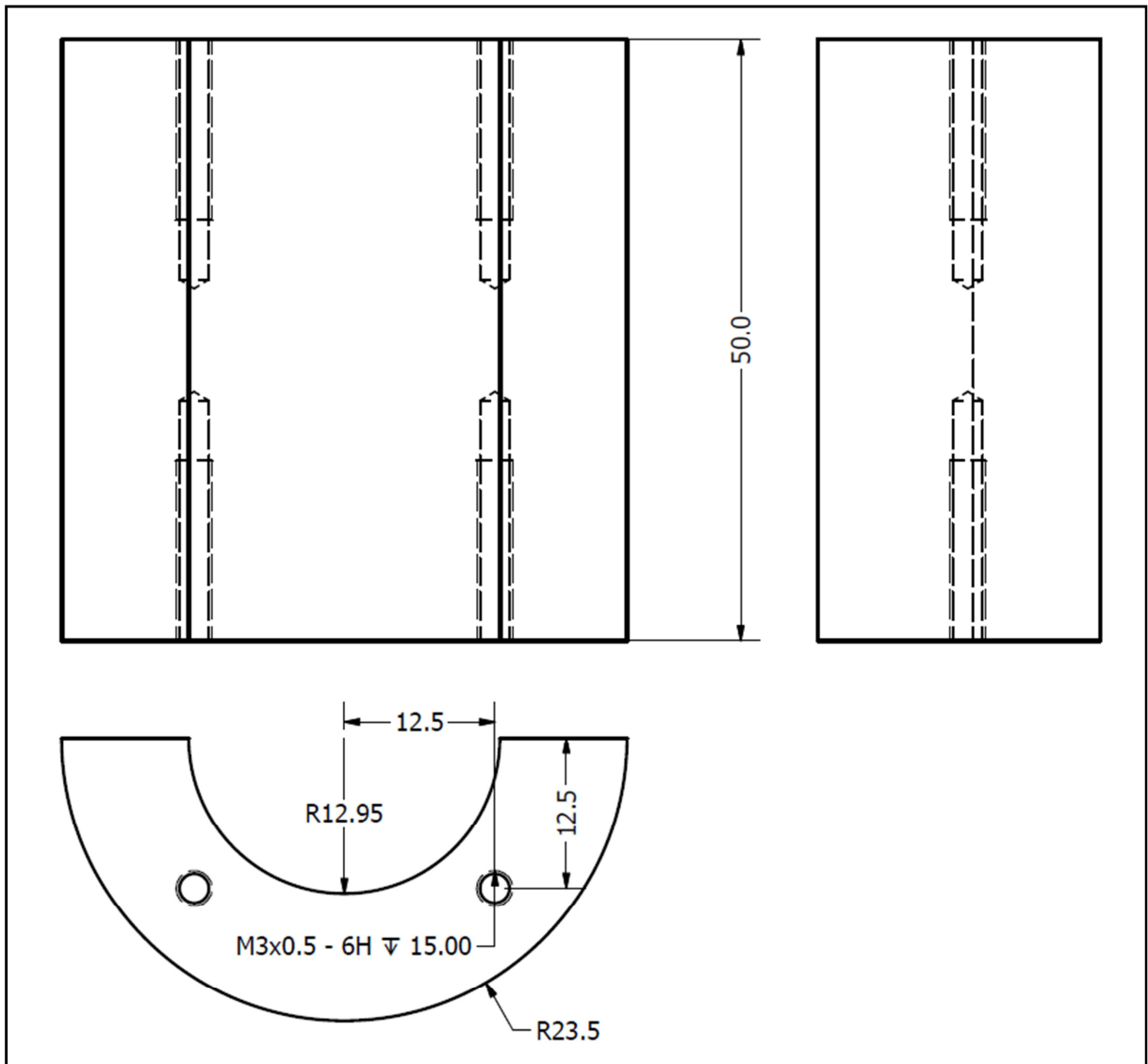


Abb. 48: Halterung der Rubidiumzelle. Der Durchmesser der Halterung entspricht dem Innendurchmesser der Halterung für die lange Spule so das es nahezu kein Spiel gibt.

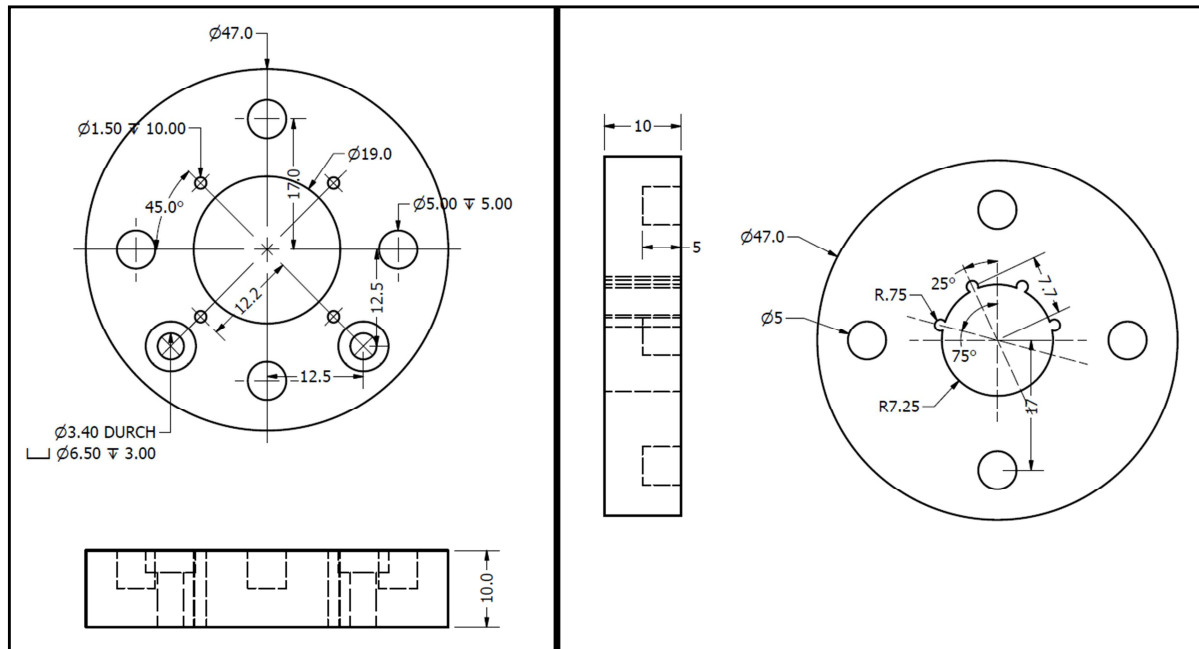


Abb. 49: Haltering der Rubidiumzelle (links) und Haltering für die Lichtleitfasern (rechts). Der Halterring für die Rubidiumzelle wird mit Kunststoffschrauben mit der Halterung der Rubidiumzelle verschraubt. Die Halterringe untereinander sind durch Stangen die in die entsprechenden Vertiefungen gesteckt werden verbunden.

VII. Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Mittweida, den 05.Juni 2013

Martin Tannhäuser